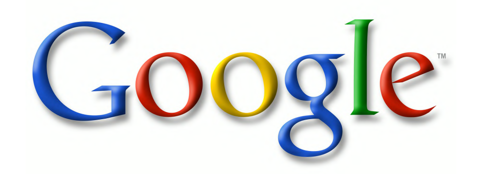
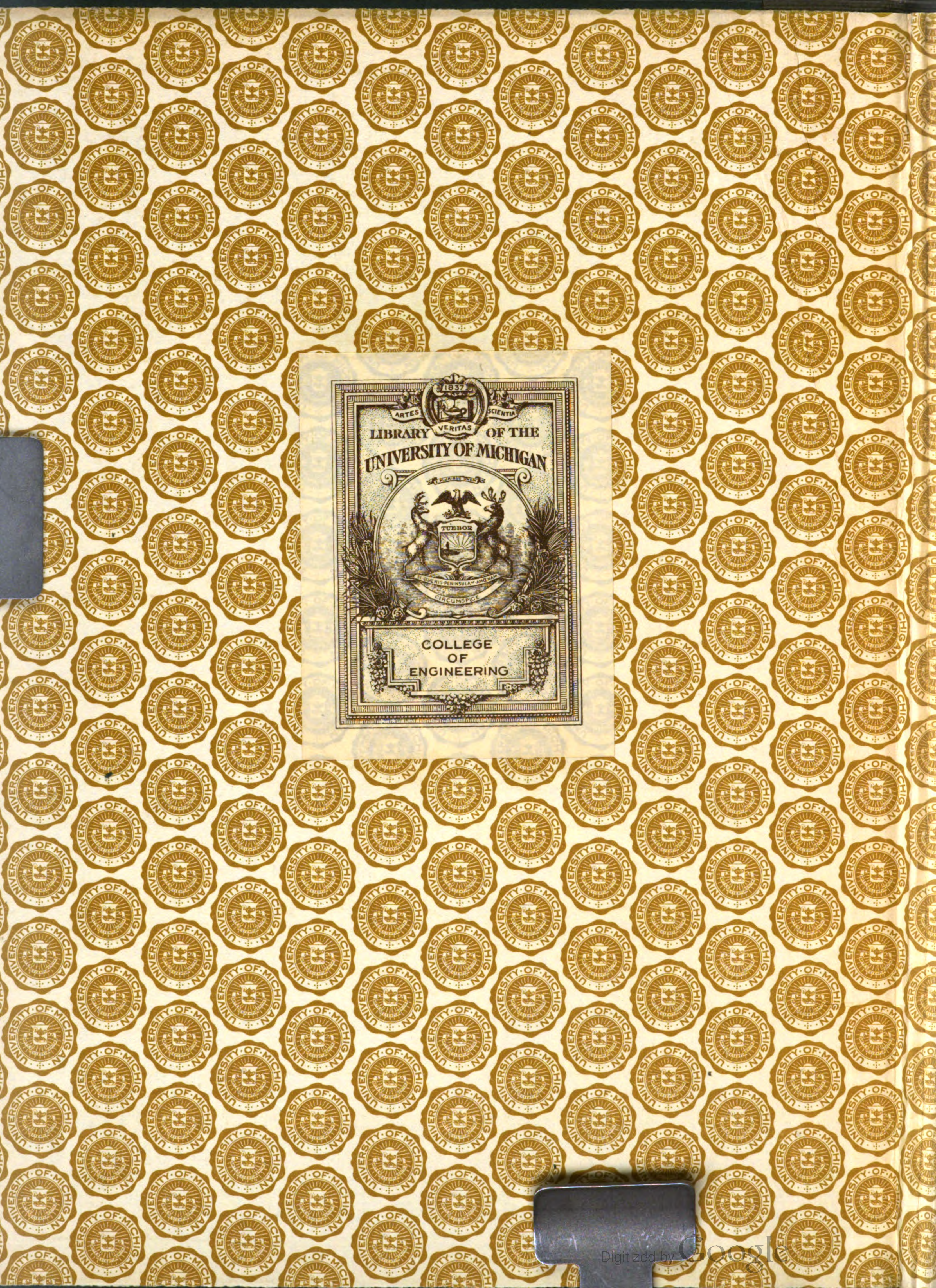
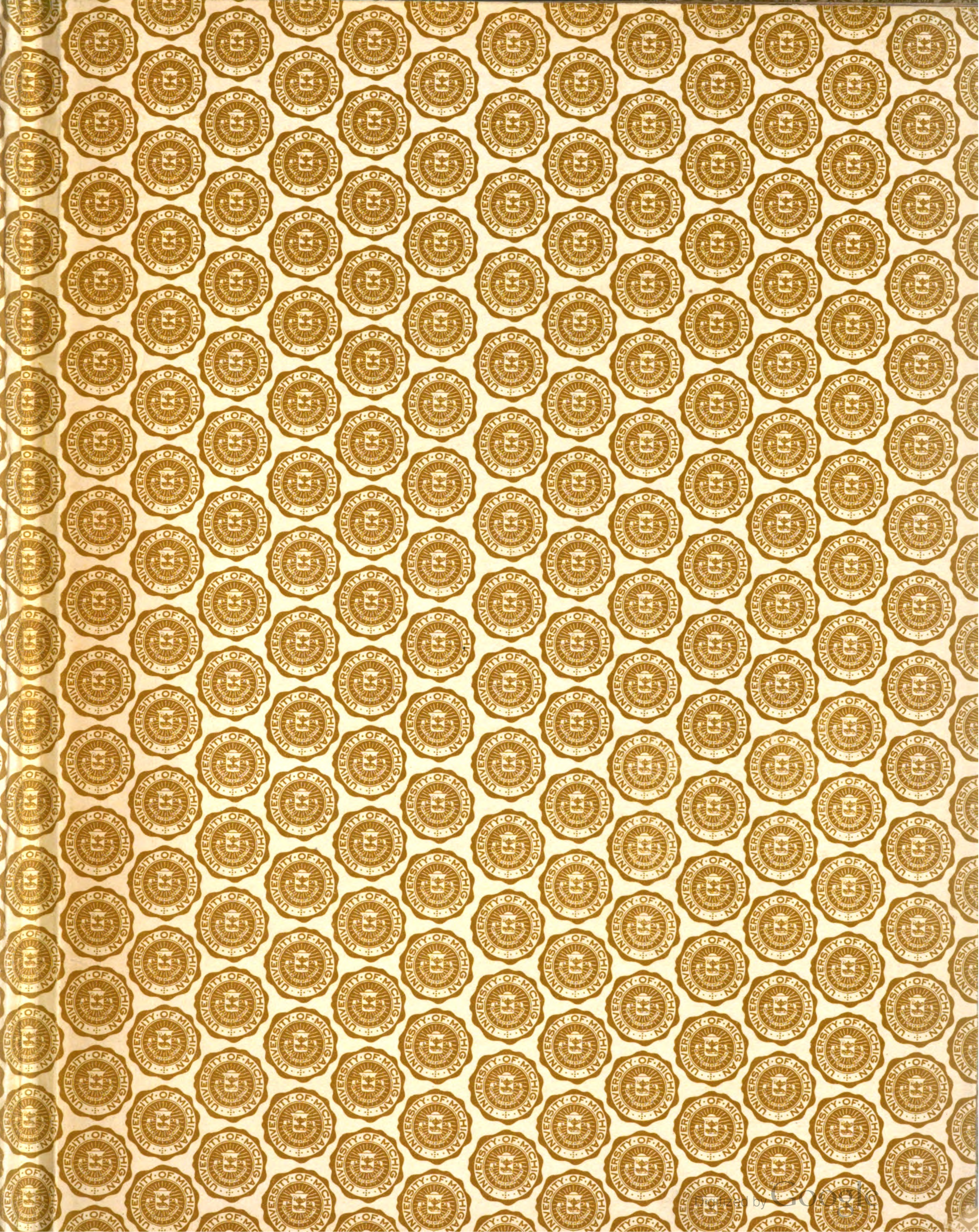



LIBRARY OF THE
UNIVERSITY OF MICHIGAN
ARTES
VERITAS
SCIENTIA
TUEBOR
COLLEGE
OF
ENGINEERING



Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

Gegründet 1907

Unter Mitarbeit

von

Dr. h. c. Graf v. **Arco** (Berlin), Dr. L. W. **Austin** (Washington), Postrat Dr. F. **Banneitz** (Berlin), Prof. Dr. H. **Barkhausen** (Dresden), Dr. W. **Burstyn** (Berlin), Prof. Dr. A. **Esau** (Jena), Prof. Dr. H. **Faßbender** (Berlin), Dr. L. **de Forest** (New-York), Prof. F. **Kiebitz** (Berlin), Postrat Prof. Dr. G. **Leithäuser** (Berlin), Dr. S. **Loewe** (Berlin), Dr. E. **Lübcke** (Berlin), Dr. Dr. ing. e. h. A. **Meissner** (Berlin), Prof. Dr. H. G. **Möller** (Hamburg), Dr. E. **Nesper** (Berlin), Dr. B. **van der Pol jr.** (Eindhoven), Ingenieur Dr. V. **Poulsen** (Kopenhagen), Dr. L. **Pungs** (Berlin), Dipl.-Ing. B. **Rosenbaum** (Berlin), Dr. K. **Rottgardt** (Berlin), Oberingenieur O. **Scheller** (Berlin), Prof. Dr. W. **Schottky** (Rostock), Prof. Dr. A. **Sommerfeld** (München), Prof. Dr. Dr. ing. h. c. M. **Wien** (Jena), Prof. Dr. H. **Wigge** (Cöthen-Anh.),

herausgegeben von

Professor Dr. **J. Zenneck** und Privatdozent Dr. **E. Mauz**

Schriftleitung: Dr. E. Mauz

Neunundzwanzigster Band
mit 454 Figuren im Text und auf 2 Tafeln



1 9 2 7

Inhaltsverzeichnis.

A. Originalarbeiten.

B. Zusammenfassender Bericht.

C. Referate.

D. Patentschau.

E. Persönliches.

F. Mitteilungen.

Sachregister.



Paul Dünnhaupt, Großdruckerei, Cöthen in Anhalt.

Band 29 Januar 1927. Heft 1

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

INHALT.

Manuskripte für das Jahrbuch, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an die Schriftl. Dr. E. Mauz, Greifswald, Physikal. Institut, zu senden. — Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen. — Abonnements und Inserate sind zu richten an die Verlagsbuchhandlung M. Krayn, Berlin W 10, Genthiner Straße 39, Postscheck-Konto Berlin 32647

Max Wien.

Am 25. Dezember vergangenen Jahres hat M. Wien seinen 60. Geburtstag gefeiert[1]). Ein Festheft, das bei diesem Anlaß von den Annalen der Physik veröffentlicht wurde, gibt Zeugnis davon, welche Verehrung er bei den Fachgenossen genießt. Ganz besonderen Grund ihm ihre Glückwünsche und ihren Dank auszusprechen haben alle diejenigen, die auf dem Gebiete der elektrischen Schwingungen und ihrer Anwendung gearbeitet haben. Auf diesem Gebiet liegt ein großer Teil seiner wissenschaftlichen Tätigkeit, auf ihm liegt wohl auch sein größter Erfolg, die Entdeckung der Löschwirkung von kurzen Metallfunken.



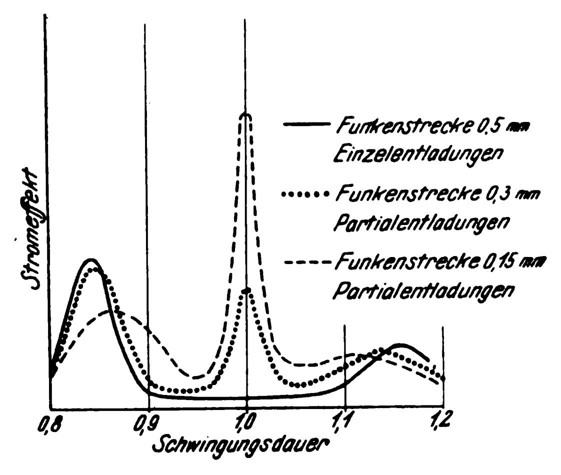
Sie ist in einer äußerst anspruchslosen Mitteilung enthalten, die M. Wien bei der Naturforscher-Versammlung in Stuttgart machte[2]). Er hatte zwei abgestimmte Schwingungskreise, von denen der primäre eine Funkenstrecke enthielt, fest miteinander gekoppelt, mit einem Meßkreis die Resonanzkurve des Sekundärkreises aufgenommen und dabei die Länge der Funkenstrecke immer mehr verkleinert. Das Ergebnis war das in der Figur auf S. 2 dargestellte. Bis herunter zu einer Funkenlänge von 0,5 mm entsprach die Form der Resonanzkurve durchaus dem, was man nach den bisherigen Erfahrungen und nach der üblichen Theorie erwartete: sie zeigt die zwei Maxima der beiden Kopplungsfrequenzen und ein Minimum im Gebiet der Eigenfrequenz der beiden Kreise. Als aber die Verkleinerung der Funkenstrecke noch weiter getrieben wurde, änderte sich das Bild. Schon bei einer Funkenlänge von 0,3 mm war in der Resonanzkurve nicht nur bei den Frequenzen der beiden Kopplungsschwingungen, sondern auch an der Stelle der Eigenfrequenz ein Maximum erkennbar. Bei einer Funkenlänge von 0,15 mm wurde dieses Maximum sehr viel höher und schärfer als die Maxima der Kopplungsschwingungen. Es mußte in diesem Falle also im Sekundärkreis eine schwach gedämpfte Schwingung von dessen Eigenfrequenz vorhanden sein. Das Ergebnis war im höchsten Maße interessant. Es zeigte einmal, daß die gewöhnliche Theorie der gekoppelten Kreise, die irgendwelche charakteristischen Eigenschaften des Funkens nicht berücksichtigt, bei einer kurzen Funkenstrecke im Primärkreis zu qualitativ falschen Resultaten führt, und dann wies es auf die Möglichkeit hin, mit Hilfe einer solchen kurzen Primärfunkenstrecke im Sekundärkreis schwach gedämpfte Eigenschwingungen anzuregen. M. Wien hat diese Mög-

[1]) M. Wien ist am 25. Dezember 1866 in Königsberg geboren, besuchte das altstädtische Gymnasium dieser Stadt, studierte in Königsberg, Freiburg und Berlin und promovierte 1888 unter Helmholtz und Kundt in Berlin. 1892 wurde er Assistent bei Röntgen in Würzburg und habilitierte sich dort 1893. Ostern 1898 wurde er nach Aachen berufen, 1904 als ordentlicher Professor an die neu gegründete Hochschule in Danzig. Das dortige physikalische Institut ist unter seiner Mitwirkung gebaut worden. 1911 wurde er Nachfolger von Winkelmann an der Universität Jena.

[2]) „Über die Intensität der beiden Schwingungen eines gekoppelten Sender.". Phys. Ztschr. 7, S. 871, 1906.

lichkeit sofort erkannt. Er bemerkt dazu: „Vielleicht gelingt es auf diese Weise, besonders wenig gedämpfte elektrische Schwingungen zu erzeugen."

Seine Erwartung hat sich in höherem Maße, als er es wohl angenommen hatte, erfüllt. Der Löschfunkensender, den die Gesellschaft für drahtlose Telegraphie auf Grund der Wienschen Entdeckung mit geschickter und energischer Hand entwickelte, hatte nicht nur den Vorteil, daß die Antenne (das Sekundärsystem) ihre Eigenwellen ausstrahlte, die bei dem Fehlen einer Funkenstrecke in der Antenne und bei richtigem Bau derselben sehr schwach gedämpft sein konnten. Die sehr kurzen Löschfunkenstrecken, in genügender Zahl hintereinandergeschaltet, gestatteten auch die Verwendung von sehr viel höheren Funkenzahlen, als es die bis dahin benutzten verhältnismäßig langen Funkenstrecken zugelassen hatten. Das führte zu einer sehr hohen Steigerung der Leistung im Sender und damit auch im Empfänger. Außerdem ermöglichte es, die Funkenfolge in das



Gebiet der gut hörbaren Frequenzen zu steigern und damit im Empfängertelephon einen Ton zu erzeugen, der sich beim Durchhören durch die atmosphärischen Störungen als äußerst wertvoll erwies. Der einfache und robuste Löschfunkensender bedeutete für die Reichweite und Zuverlässigkeit der drahtlosen Übertragung einen Fortschritt, der meiner Anschauung nach im Verhältnis zu den damals bekannten Anordnungen größer war als derjenige, der später durch die Einführung des Maschinen- und Röhrensenders im Verhältnis zum Löschfunkensender erzielt wurde. Noch heute, 20 Jahre nach der Wienschen Entdeckung, ist er wegen seiner Zuverlässigkeit und wegen der Einfachheit des Empfangs als Schiffssender und insbesondere als Notsender kaum entbehrlich [3]). Manchmal ist darauf hingewiesen worden, daß der Gedanke der Löschfunkenerregung nicht von M. Wien, sondern von C. Hewitt herrührt. Es ist zweifellos richtig, daß Hewitt vor Wien die Idee der Löschfunkenerregung ausgesprochen und eine Funkenstrecke, seine Quecksilberdampflampe angegeben hat, mit der sich der Gedanke realisieren läßt. Aber ebenso sicher ist, daß es weder Hewitt noch irgendjemand anderem gelungen ist, seine Anordnung zu einem technisch brauchbaren Sender auszubauen. Der Löschfunkensender, der lange Zeit fast die ganze drahtlose Telegraphie beherrscht hat, ist erst durch die Wiensche Entdeckung möglich geworden. Das sollte nie vergessen werden.

Von der großen Zahl der Wienschen Arbeiten, die sich mit elektrischen Schwingungen beschäftigen, ist besonders bekannt geworden diejenige über die Rückwirkung eines resonierenden Systems [4]). Diese Arbeit, in der die Verhältnisse in zwei gekoppelten Systemen unter Berücksichtigung ihrer Dämpfung und Kopplung rechnerisch behandelt sind, ist in neuester Zeit wieder viel zitiert worden bei der Frage der Schwingungen von gekoppelten Röhrenkreisen. Besonders wertvoll war auch eine Reihe von Arbeiten mit dem gemeinsamen Titel „Über die Dämpfung von Kondensatorschwingungen", in denen er alle Faktoren, welche die Dämpfung von Kondensatorkreisen und deren Messung beeinflussen, insbesondere die Verluste in den Kondensatoren und der Funkenstrecke untersuchte [5]). Bezüglich der letzteren bestand noch 1905 ganz allgemein die Auffassung, daß bei einem Kondensatorkreis, bei dem man die Länge der Funkenstrecke und damit auch die Anfangsspannung variierte, die Dämpfung durch den Funken um so größer werde, je größer die Funkenlänge sei. Diese Auffassung war durch die Arbeit von Rempp [6]) widerlegt worden. Er hatte gezeigt, daß mindestens bis zu ziemlich beträchtlichen Funkenlängen die Funkendämpfung mit der Vergrößerung der Funkenlänge abnimmt. Aber seine Ergebnisse bei sehr langen Funken waren durch das Sprühen seiner Kondensatoren gefälscht. Die ersten richtigen Werte auch bei großen Funkenlängen hat M. Wien gemessen. Dabei erwies sich seine Löschfunkenmethode als vorzügliches Hilfsmittel bei Messungen, da sie gestattete, Kondensatorkreise ohne Funkenstrecke zu Eigenschwingungen beträchtlicher Energie zu erregen.

Aus den angeführten Arbeiten, die alle schon ziemlich weit zurückliegen, darf nicht geschlossen werden, daß M. Wien sich schon verhältnismäßig früh von dem Gebiet der elektrischen Schwingungen abgewendet hat. Er war während des Krieges als Leiter der wissenschaftlichen Abteilung der verkehrstechnischen Prüfungskommission — der späteren Tafunk — auf diesem Gebiet tätig, und es mag für ihn eine besondere Genugtuung gewesen sein, daß er die Erfahrungen, die er sich durch seine wissenschaftlichen Arbeiten erworben hatte, in den Dienst der großen Sache stellen durfte. Die Arbeiten, die er nach dem Krieg veröffentlicht hat — „Schwierigkeiten beim Senden und Empfang ungedämpfter Wellen" [7]), „Zungenpfeife und Röhrensender" (mit H. Vogel [8]), „Über die Entstehung der Nebentonspektren beim Schwebungsempfang" [9]), „Entkopplung elektrischer Systeme" (mit N. von Korshenewsky) [10]) zeigen, daß sein Interesse für dieses Gebiet nicht erloschen ist und daß er die Entwicklung desselben mit lebhaftem Interesse verfolgt hat. Erst in den allerletzten Jahren hat er sich anderen Fragen, den Vorgängen in den Elektrolyten, z. B. bei hohen Feldstärken und kurzen Stromstößen, der Temperaturabhängigkeit ihrer inneren Reibung und Leitfähigkeit zugewandt [11]). Ich hoffe aber, das nicht so deuten

[3]) Vgl. z. B. das Urteil von J. A. Slee in einem vor kurzem erschienenen Artikel „Wireless at Sea" im Electrician **97**, 132, 1926.

[4]) Annalen der Physik **61**, S. 151, 1897.

[5]) Ann. Phys. **25**, S. 625 ff., 1908 und **29**, S. 679, 1909.

[6]) G. Rempp, Ann. Phys. **17**, S. 627, 1905.

[7]) Dieses Jahrbuch **14**, S. 442, 1919.

[8]) Ann. Phys. **62**, S. 649, 1920.

[9]) Dieses Jahrbuch **14**, S. 608, 1919.

[10]) Dieses Jahrbuch **19**, S. 356, 1922.

[11]) „Über die Gültigkeit des Ohmschen Gesetzes für Elektrolyte bei sehr hohen Feldstärken." Ann. Phys. **73**, S. 161, 1924.

„Über den Temperaturkoeffizienten elektrolytischer Widerstände durch ganz kurze Stromstöße (mit G. Malsch)." Phys. Ztschr. **25**, S. 559, 1924.

„Über die Abhängigkeit der inneren Reibung und der elektrolytischen Leitfähigkeit wässriger Lösungen von der Temperatur." Ann. Phys. **77**, S. 560, 1925.



zu müssen, daß er dem Gebiet der elektrischen Schwingungen für immer untreu werden will.

Wien ist zu den elektrischen Schwingungen auf dem Wege über die Akustik gekommen. Seine Doktorarbeit „Über die Messung der Tonstärke" (Berlin 1888) war eine akustische und seine nächste Arbeit „Ein Bedenken gegen die Helmholtzsche Resonanztheorie des Hörens [12]) führte ihn auf das Gebiet der physiologischen Akustik, auf das er mit seiner bekannten Arbeit „Über die Empfindlichkeit des menschlichen Ohres für Töne verschiedener Höhe"[13]) später zurückgekommen ist. Das Telephon, das Bindeglied zwischen akustischen und elektrischen Nieder- bzw. Mittelfrequenzschwingungen, hat er in weitgehendem Maße zur Messung von Wechselströmen benutzt. Die prinzipielle Frage, was man damit mißt und wie es die Stromkreise, in die es eingeschaltet ist, beeinflußt, veranlaßten ihn, die akustischen und elektrischen Konstanten einer eingehenden Prüfung zu unterziehen [14]). Es mag Wien eine gewisse Befriedigung gewährt haben, daß in neuerer Zeit die Akustik durch den Telephonempfang in der drahtlosen Telegraphie und durch die drahtlose Telephonie in enge Beziehungen zu den elektrischen Hochfrequenzschwingungen getreten ist — er selbst hat in seiner Arbeit „Über die Entstehung der Nebentonspektren beim Schwebungsempfang" (s. o.) einen Beitrag dazu geliefert — und wieder neue Probleme und neues Leben bekommen hat, so daß sie anfängt, in den Augen der Physiker wieder standesgemäß zu werden.

Was die Arbeiten Wiens, gleichgültig auf welchem Gebiet sie sich bewegen, charakterisiert, ist unbedingte Exaktheit und Zuverlässigkeit und die Vollständigkeit, mit der er eine Frage behandelt. Wenn Wien ein Problem bearbeitet hat, dann bleibt für einen späteren Bearbeiter nicht mehr viel zu tun übrig. Dieser Vollständigkeit verdankt er sicherlich seine Entdeckung der kurzen Löschfunkenstrecken. Ich bin überzeugt, daß damals die wenigsten die Vorgänge bis zu einigen Zehntel mm Funkenlänge verfolgt haben würden. Die meisten würden bei 1 mm Funkenlänge die Untersuchung abgebrochen haben, als sie sahen, daß kürzere Funken zu „Komplikationen" führten, zumal, da damals kurze Funkenstrecken wegen ihrer großen Dämpfung und der Schwierigkeit, sie in regelmäßiger Folge zu erzeugen, als praktisch völlig unbrauchbar galten. Besonderen Sinn hat Wien von jeher für Präzisionsmessungen gehabt, mögen sie auf dem Gebiete der Akustik, der elektrischen Nieder- oder Hochfrequenzschwingungen oder der Elektrolyse liegen. Wenig Elektrotechniker wissen, daß er wohl der erste war, der Präzisionsmessungen von schwachen Wechselströmen ausgeführt und besondere Apparate (optisches Telephon und Vibrationsgalvanometer) [15]) dafür konstruiert hat. Und wenigen von denen, die sich mit drahtloser Telegraphie beschäftigt haben, ist bekannt, daß das, was man heute als geeichtes Variometer in der Form einer festen und einer in ihr drehbaren Spule bezeichnet, nicht von irgendeiner Radiofirma, sondern von Max Wien [16]) herrührt.

Über die Persönlichkeit Max Wiens etwas zu sagen, ist für mich nicht leicht, da ich damit rechnen muß, daß er das, was ich schreibe, zu lesen bekommt. Aber auf eine Tatsache darf ich wohl hinweisen, ohne mich dem Verdacht der Lobhudelei auszusetzen, daß ich unter allen denen, die mit Max Wien, sei es als Schüler, sei es als Kollegen, sei es in irgendeiner anderen Eigenschaft, in nähere Berührung gekommen sind, keinen einzigen getroffen habe, der ihn nicht hochgeschätzt hätte.

Wien ist auf einem ostpreußischen Gute, das auch nach ostpreußischen Verhältnissen groß genannt werden muß, aufgewachsen, und noch heute liegt die Sorge für das Gut in seinen Händen. So ist M. Wien kein Physiker, dessen Gesichts- und Wirkungskreis durch seine Wissenschaft und sein Institut begrenzt ist, sondern ein Mann, dessen Interesse und Erfahrungen weit hinaus ins Leben reichen. Seine physikalische Tätigkeit hat darunter sicher nicht gelitten, ebensowenig darunter, daß er den Kampf ums Dasein, der bei manchen in ihrer wissenschaftlichen Tätigkeit als Katalysator wirkt, nicht kannte. Seine vielen und zum Teil äußerst mühsamen Untersuchungen zeigen, daß ihn Lust und Liebe zur Physik geführt hat, und seine Schüler werden jederzeit bezeugen, wie ernst er es mit seinen Pflichten als Lehrer und Institutsvorstand nimmt.

Was mir an Wien immer besonders imponiert hat, ist die olympische Ruhe, die er den kleinen Widerwärtigkeiten des Lebens entgegensetzt. Ich weiß nicht, ob es eine angeborene Eigenschaft oder die Folge eines im großen und ganzen sonnigen Lebens — obwohl auch ihm sehr Schweres nicht erspart geblieben ist — oder der Ausfluß seiner Lebenserfahrung ist. Sicher ist jedenfalls, daß Max Wien sich nicht aufregt. Ich vermute, er überlegt sich in seinem praktischen und nüchternen Sinn jedesmal erst, ob die Angelegenheit wichtig genug ist, daß man sich aufregt, und kommt allemal zum Schluß, daß es doch nicht der Mühe wert ist. — —

Möge auch fernerhin über Max Wien ein gütiges Geschick walten. Möge er noch viele Jahre der Wissenschaft und seinen Freunden erhalten bleiben.

J. Zenneck.

[12]) Festschrift für A. Wüllner, Leipzig, Teubner, 1900.

[13]) Verh. der deutschen Phys. Ges. 4, S. 297, 1902.

[14]) „Über die akustischen und elektrischen Konstanten des Telephons" 4, S. 450, 1901.

[15]) „Das Telephon als optischer Apparat zur Strommessung." Wied. Ann. 42, S. 593, 1891; 44, S. 681, 1891.

„Messung der Induktionskonstanten mit dem optischen Telephon 44, S. 689, 1892.

„Über die Erzeugung und Messung von Sinusströmen." Ann. Phys. 4, S. 425, 1901.

[16]) „Über einen Apparat zum Variieren der Selbstinduktion." Wied. Ann. 57, S. 249, 1896.

Über die Bestimmung des Neigungswinkels elektrischer Wellen und die Ausschaltung geneigt einfallender Wellen am Empfänger.

Von **A. Esau.**

I. Teil.

In einer früheren Arbeit [1]) ist gezeigt worden, daß die auf Polarisationsänderungen der elektrischen Wellen beruhenden Fadingerscheinungen beseitigt werden können durch das Zusammenarbeiten von einer vertikal und einer horizontal angeordneten Antenne geeigneter Form auf einen gemeinsamen Abstimmkreis.

Die vorliegende Arbeit wird sich mit dem Problem beschäftigen, auch die durch geneigt einfallende Wellen von verschiedener Phasendifferenz im Empfänger hervorgerufenen Fadings auszuschalten. Interferieren diese Wellenstrahlen mit den auf direktem Wege zum Empfangsort gelangenden oder auch unter sich, so können zwei Erscheinungen auftreten: Änderung der Empfangsintensität bis zum vollständigen Auslöschen und Verzerrung der übertragenen Sprache oder Musik bei der drahtlosen Telephonie.

Auf diesen letzten Einfluß interferierender Wellen ist kürzlich von Boron, Martin und Potter [2]) hingewiesen worden.

Die Lösung des Problems wird darin bestehen müssen, daß die auf indirekten Wegen zum Empfänger gelangenden Strahlen in ihm nicht zur Wirkung kommen können, also ausgeschaltet werden und daß einzig und allein der direkte Strahl das Empfangssystem zum Ansprechen bringt. Eine ideale Lösung, bei der eine vollkommene Auslöschung aller geneigt einfallenden Wellen stattfindet, läßt sich, wie im folgenden gezeigt werden wird, nicht finden. Wohl aber kann man eine je nach dem Neigungswinkel und der Art des gewählten Empfangssystems mehr oder weniger starke Schwächung erreichen, die in vielen Fällen ausreichend sein dürfte, um bei der Interferenz mit dem direkten Strahl ein vollständiges Verschwinden der Empfangsintensität zu verhindern, und die beim Telephonieempfang aus den gleichen Ursachen auftretenden Verzerrungen erheblich zu mildern.

Bei der Behandlung dieses Problems werden sich auch Verfahren ergeben, die den Neigungswinkel einer einfallenden Welle und ihre zeitlichen Änderungen in ganz ähnlicher Weise zu bestimmen gestatten, wie die Messung des Drehungswinkels der Polarisationsebene, die in der schon eingangs erwähnten Arbeit näher beschrieben worden ist.

Erste Anordnung.

Wie in einer früheren Arbeit [3]) gezeigt worden ist, läßt sich die Richtcharakteristik einer vertikal aufgestellten Rahmenantenne darstellen durch den Ausdruck

$$r_1 = a(\cos\alpha\cos\gamma + \sin\alpha\sin\beta\sin\gamma).$$

Für eine horizontal angeordnete ergibt sich entsprechend

$$r_2 = b\cos\beta\sin\gamma.$$

Bildet man den Quotienten $\frac{r_1}{r_2}$ so erhält man

$$\frac{r_1}{r_2} = \frac{a(\cos\alpha\cos\gamma + \sin\alpha\sin\beta\sin\gamma)}{b\cos\beta\sin\gamma}$$

[1]) Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie 28, S. 50, 1926.

[2]) Proceedings of the Institute of Radio Engineers 11, S. 106, 1926.

[3]) Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie 27, S. 142, 1926.

Dreht man den Vertikalrahmen um 90° aus seiner Hauptempfangsstellung heraus ($\alpha = 90°$) und macht man $a = b$, was sich durch geeignete Bemessung der beiden Rahmen erreichen läßt, so geht die obige Gleichung über in die folgende

$$\frac{r_1}{r_2} = \operatorname{tg}\beta.$$

Mißt man alo gleichzeitig in jeder der beiden Antennen die Empfangsstromstärken, so ergibt ihr Verhältnis unmittelbar den Tangens des Neigungswinkels des einfallenden Strahles und damit auch den Winkel selbst. Die Anordnung kann auch so getroffen werden, daß die beiden Ströme fortlaufend registriert werden. Durch Ausmessung der zusammengehörigen Amplituden der Kurven lassen sich dann auch die zeitlichen Änderungen des Neigungswinkels auf sehr einfache Weise bestimmen.

Da in dem Quotienten $\frac{r_1}{r_2}$ die Polarisation γ nicht vorkommt, so folgt, daß eine Änderung der Lage der Polarisationsebene keinen Einfluß auf die Größe des Winkels β ausübt.

Zweite Anordnung.

Ersetzt man die horizontal angeordnete Rahmenantenne durch einen in der gleichen Ebene ausgestreckten geraden Draht, so ergibt sich für den Quotienten $\frac{r_1}{r_2}$ der Ausdruck

$$\frac{r_1}{r_2} = \frac{a(\cos\alpha\cos\gamma + \sin\alpha\sin\beta\sin\gamma)}{b(\sin\alpha\sin\gamma + \cos\alpha\sin\beta\cos\gamma)}$$

Macht man wiederum $a = b$, dreht man die vertikale Rahmenantenne von 90° aus der Hauptempfangsstellung heraus, und den Horizontaldraht ebenfalls um 90° gegen die einfallende Welle ($\alpha = 90°$), so geht die Gleichung über in die folgende

$$\frac{r_1}{r_2} = \sin\beta.$$

Man erhält also auch bei Benutzung einer vertikalen Rahmenantenne und einer Horizontalantenne (gerader Draht) eine Anordnung, die die Bestimmung des Neigungswinkels β der einfallenden Welle ermöglicht. Das Verhältnis der beiden Stromamplituden ergibt im vorliegenden Falle den Sinus dieses Winkels, während bei der vorhergehenden Anordnung der Tangens herauskam.

Dritte Anordnung.

Vertauscht man in der zuletzt beschriebenen Anordnung die beiden Antennenformen, d. h. nimmt man einen vertikalen geraden Draht und einen horizontal liegenden Rahmen, so wird

$$\frac{r_1}{r_2} = \frac{a\cos\beta\cos\gamma}{b\cos\beta\sin\gamma}$$

oder, wenn $a = b$ gemacht wird,

$$\frac{r_1}{r_2} = \operatorname{ctg}\gamma.$$



Mit einer solchen Anordnung ist eine Bestimmung des Neigungswinkels β nicht ausführbar. Sie gestattet hingegen, wie in einer früheren Arbeit ausgeführt worden ist, die Messung der Polarisation der Wellen.

Vierte Anordnung.

Verwendet man einen Vertikaldraht und einen horizontal liegenden, so erhält man für den Quotienten $\frac{r_1}{r_2}$ den Ausdruck

$$\frac{r_1}{r_2} = \frac{a \cos \beta \cos \gamma}{b (\sin \alpha \sin \gamma + \cos \alpha \sin \beta \cos \gamma)}$$

oder, wenn wie zuvor $a = b$ gemacht wird

$$\frac{r_1}{r_2} = \frac{\cos \beta \cos \gamma}{\sin \alpha \sin \gamma + \cos \alpha \sin \beta \cos \gamma}$$

Dreht man den Horizontaldraht in die Einfallsrichtung der Wellen $\alpha = 0$, so geht der Ausdruck über in den folgenden

$$\frac{r_1}{r_2} = \operatorname{ctg} \beta.$$

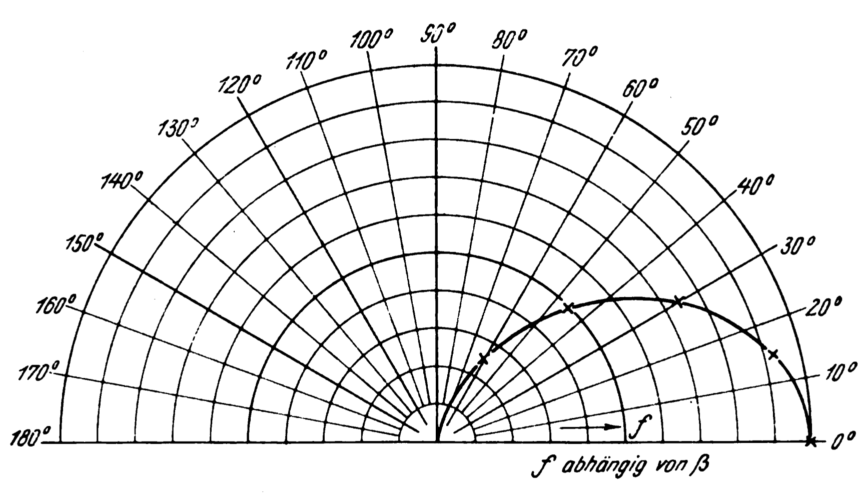


Fig. 1.

Wählt man also eine Anordnung, die aus zwei ungerichteten Antennen besteht, von denen die eine vertikal aufgestellt ist, die andere horizontal in Richtung der ankommenden Wellen liegt, so läßt sich ebenfalls der Neigungswinkel β bestimmen und zwar auch wiederum unabhängig von der Polarisation der Wellen.

An Stelle des Tangens bei der Zweirahmenanordnung ergibt sich hier der Cotangens.

Zusammenfassung des ersten Teiles.

Für die Bestimmung des Neigungswinkels einer einfallenden elektrischen Welle stehen drei Empfangsanordnungen zur Verfügung, bei denen eine vertikal und eine horizontal angeordnete Antenne verwendet werden.

Aus den in beiden gemessenen Strömen ergibt sich dann je nach der Form der benutzten Antenne der Sinus, Tangens oder der Cotangens des Neigungswinkels.

Von den behandelten Anordnungen erweist sich diejenige als unbrauchbar, bei der als Vertikalantenne ein gerader Draht, als Horizontalantenne ein Rahmen gewählt worden ist. Sie liefert nicht den Neigungswinkel, wohl aber den Winkel, um den die Polarisationsebene der Wellen aus der normalen Lage herausgedreht ist.

II. Teil.

Die Ausschaltung geneigt einfallender Wellen.

Die in einer früheren Arbeit [4]) für verschiedene Formen von Empfangsantennen aufgestellten Gleichungen ihrer Richtcharakteristiken können dazu dienen, die Empfangsenergien zu berechnen, die von geneigt einfallenden Wellen erzeugt werden.

Wenn es sich bei dem vorliegenden Problem nun darum handelt, solche Wellen im Empfangssystem nicht oder nur in stark geschwächtem Maße zur Wirkung kommen zu lassen, so wird man von allen möglichen Antennenformen diejenigen zur Anwendung bringen müssen, bei denen der Quotient aus den Energien für geneigten ($\beta > 0$) und horizontalen Einfall ($\beta = 0$) möglichst klein ausfällt.

Inwieweit die Antennenform eine Verkleinerung dieses Verhältnisses zuläßt, soll im folgenden näher untersucht werden.

1. Ungerichtete Vertikalantenne.

Die Gleichung für die Richtcharakteristik einer solchen Antenne ergibt sich aus der erwähnten Arbeit zu

$$r = a \cos \beta \cos \gamma,$$

wo β den Neigungswinkel der einfallenden Welle gegen die Horizontalebene und γ den Winkel bezeichnet, um den die Polarisationsebene aus der normalen Lage herausgedreht ist. Die Energie kann dann, wenn der Proportionalitätsfaktor der Einfachheit halber gleich 1 gesetzt wird, dargestellt werden durch den Ausdruck

$$r^2 = a^2 \cos^2 \beta \cos^2 \gamma$$

und der Quotient der beiden Energien für den Wert β einerseits r^2_β und $\beta = 0$ $r_{\beta=0}^2$ andererseits durch

$$f = \frac{r_\beta^2}{r^2_{\beta=0}} = \frac{a^2 \cos^2 \beta \cos^2 \gamma}{a^2 \cos^2 \gamma} = \cos^2 \beta.$$

Der Wert dieses Verhältnisses nimmt also ab mit dem Quadrat des Cosinus des Neigungswinkels (s. Fig. 1); d. h. je stärker geneigt der Strahl einfällt, um so geringere Wirkungen wird er im Empfangssystem auslösen.

2. Vertikale Rahmenantenne.

Die Richtcharakteristik einer vertikal aufgestellten Rahmenantenne ist gegeben durch den Ausdruck

$$r = a (\cos \alpha \cos \gamma + \sin \alpha \sin \beta \sin \gamma),$$

[4]) Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie, l. c.

2*



wo α der Winkel ist, den die einfallende Welle in der Horizontalebene mit der Rahmenantenne bildet.

Das Energieverhältnis für $\alpha = 0$ und $\beta \gtrless 0$ einerseits und $\alpha = 0$, $\beta = 0$ andererseits ergibt sich zu

$$f = \frac{r_\beta^2}{r^2_{\beta=0}} = \frac{a^2 \cos^2 \gamma}{a^2 \cos^2 \gamma} = 1.$$

d. h. der Wert des Verhältnisses ist konstant oder anders ausgedrückt: Die vertikale Rahmenantenne empfängt in der Hauptempfangsstellung ($\alpha = 0$) horizontal oder geneigt einfallende Welle gleich stark. Sie ist also nicht brauchbar für die Lösung des vorliegenden Problems.

3. Kombination zweier ungerichteter Vertikalantennen.

Eine aus zwei ungerichteten Vertikalantennen im Abstand d voneinander bestehende Kombination hat die Richtcharakteristik

$$r = 2\,a \cos\beta \cos\gamma \sin\left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos\alpha \cos\beta\right) \quad (\lambda \text{ Wellenlänge})$$

Für den Quotienten $\frac{r_\beta^2}{r^2_{\beta=0}}$ ergibt sich hieraus der Ausdruck ($\alpha = 0$ gesetzt):

$$f = \frac{r_\beta^2}{r^2_{\beta=0}} = \frac{4\,a^2 \cos^2\beta \cos^2\gamma \sin^2\left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos\beta\right)}{4\,a^2 \cos^2\gamma \sin^2\left(\frac{\pi d}{\lambda}\right)}$$

$$= \cos^2\beta \,\frac{\sin^2\left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos\beta\right)}{\sin^2\left(\frac{\pi d}{\lambda}\right)}$$

Setzt man den Abstand der beiden Antennen als klein gegenüber der aufzunehmenden Wellenlänge λ voraus, so daß der Sinus durch sein Argument ersetzt werden kann, so geht der obige Ausdruck über in den folgenden

$$f = \frac{r_\beta^2}{r^2_{\beta=0}} = \cos^4\beta.$$

Die folgende Tabelle enthält die Werte dieses Verhältnisses für verschiedene Neigungswinkel β und zwar in Gegenüberstellung mit den entsprechenden für eine einzige Vertikalantenne

	Einfache Vertikalantenne	2 Vertikalantennen kombiniert
$\beta = 0°$	$f = \frac{r_\beta^2}{r^2_{\beta=0}} = 1{,}00$	$f = 1{,}00$
15°	0,93	0,86
30°	0.75	0,56
45°	0,50	0,25
60°	0,25	0,13
75°	0,07	0,005
90°	0,00	0,00

Aus der Tabelle ergibt sich die Überlegenheit der Antennenkombination über die einfache Vertikalantenne (Fig. 2).

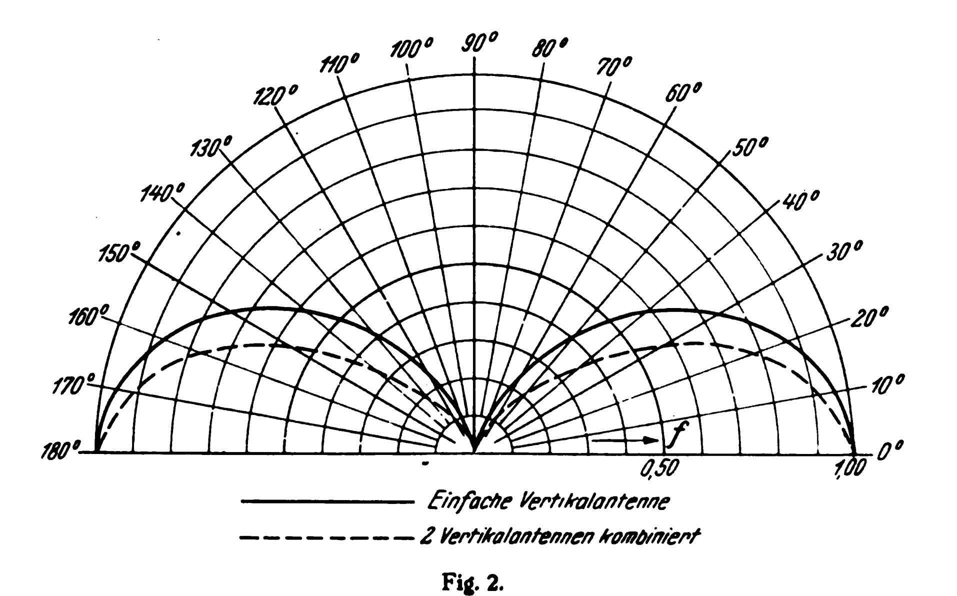


Fig. 2.

4. Kombination einer vertikalen ungerichteten Antenne und eines Vertikalrahmens (Cardioidenanordnung).

Kombiniert man eine vertikale Rahmenantenne und eine am gleichen Ort befindliche ungerichtete Antenne, so erhält man als Gleichung der Richtcharakteristik

$$r = a\left\{\cos\gamma\,(\cos\alpha + \cos\beta) + \sin\alpha \sin\beta \sin\gamma\right\}$$

Der Quotient $f = \frac{r_\beta^2}{r^2_{\beta=0}}$ ergibt sich für die Hauptempfangsstellung des Rahmens ($\alpha = 0$) zu

$$f = \frac{r_\beta^2}{r^2_{\beta=0}} = \frac{a^2 \cos^2\gamma\,(1 + \cos\beta)^2}{a^2 \cos^2\gamma \cdot 2^2} = \frac{1}{4}\,(1 + \cos\beta)^2$$

Wie man sieht, nähert sich der Quotient f mit wachsender Neigung des einfallenden Strahles dem konstanten Wert $^1/_4$, der erreicht wird für senkrechten Einfall (s. Fig. 3) weitgehender. Auch diese Anordnung ist für den beabsichtigten Zweck (Ausscheidung der geneigt einfallenden Strahlen) nicht empfehlenswert.

5. Kombination zweier vertikaler Rahmenantennen.

Die Richtcharakteristik dieser Kombination wird dargestellt durch den Ausdruck

$$r = 2\,a\,(\cos\alpha\cos\gamma + \sin\alpha\sin\beta\sin\gamma)\,\sin\frac{\pi d}{\lambda}\,(\cos\alpha\cos\beta)$$

und das Verhältnis f nimmt den Wert an ($\alpha = 0$)

$$f = \frac{\sin^2\left(\frac{\pi d}{\lambda}\cos\beta\right)}{\sin^2\left(\frac{\pi d}{\lambda}\right)}$$

Wählt man auch hier wiederum $\frac{d}{\lambda}$ sehr klein, so daß die Ersetzung des Sinus durch sein Argument zulässig ist, so geht er über in den folgenden

$$f = \cos^2\beta$$

Man erhält in diesem besonderen Falle für f den gleichen Wert wie vorhin für die einfache ungerichtete Vertikalantenne. Da diese letztere Antennenform viel einfacher ist und leichter hergestellt werden kann, so wird praktisch nur sie in Frage kommen.

Für den Fall, daß $\frac{d}{\lambda}$ nicht klein ist, muß man f nach der allgemeinen Formel

$$f = \frac{\sin^2\left(\frac{\pi d}{\lambda}\cos\beta\right)}{\sin^2\left(\frac{\pi d}{\lambda}\right)}$$

berechnen, wobei sich zeigt, daß das Verhältnis wellenabhängig und um so günstiger wird, je kleiner der Abstand der Antennen im Vergleich zur Wellenlänge gemacht wird.

6. Doppelrahmenanordnung.

Kombiniert man zwei unter 4 beschriebene Cordioidenanordnungen, so ist die Richtcharakteristik von der Form

$$r = 2\,a\,\{\cos\gamma(\cos\alpha+\cos\beta) + \sin\alpha\sin\beta\sin\gamma\}\sin\left(\frac{\pi d}{\lambda}\cos\alpha\cos\beta\right)$$

Für den Quotienten f erhält man dann den Ausdruck ($\alpha = 0$ gesetzt)

$$f = \frac{4\,a^2\,\{\cos\gamma\,(1+\cos\beta)\}^2\sin^2\left(\frac{\pi d}{\lambda}\cos\beta\right)}{4\,a^2\,\{\cos\gamma : 2\}^2\sin^2\left(\frac{\pi d}{\lambda}\right)}$$

$$= \frac{1}{4}\,(1+\cos\beta)^2\,\frac{\sin^2\left(\frac{\pi d}{\lambda}\cos\beta\right)}{\sin^2\left(\frac{\pi d}{\lambda}\right)}$$

und im speziellen Fall $\frac{d}{\lambda}$ sehr klein

$$f = \frac{1}{4}\,(1+\cos\beta)^2\cos^2\beta.$$

Verglichen mit dem entsprechenden Ausdruck für zwei vertikale ungerichtete Antennen

$$f = \cos^4\beta$$

ergibt sich, daß die Doppelrahmenanordnung geneigt einfallende Wellen weniger gut ausscheidet als die viel einfachere 2 Antennenanordnung.

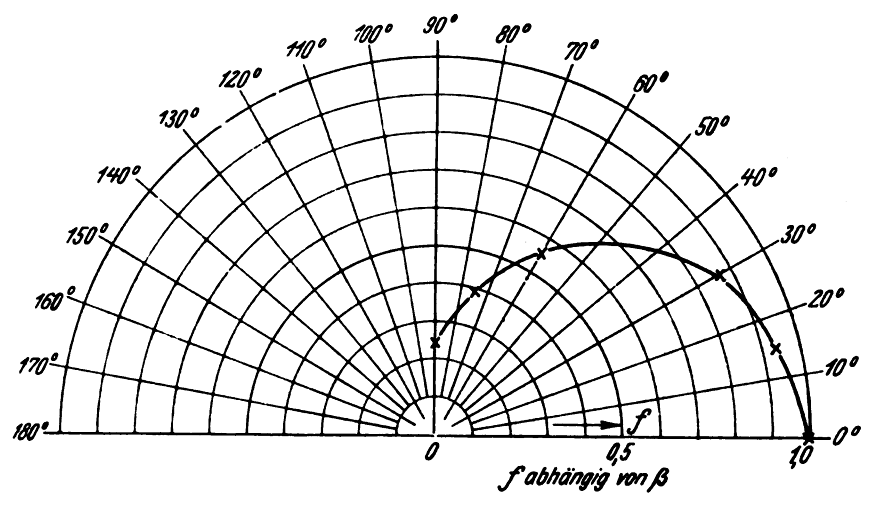


Fig. 3.

7. Kombination von zwei vertikalen ungerichteten Antennen in Breitenstellung.

Stellt man die unter 4. behandelte Antennenanordnung so auf, daß die beiden Antennen nicht nacheinander, sondern gleichzeitig von der Welle getroffen werden (Fig. 4), so war die Richtcharakteristik, wie früher gezeigt, dargestellt durch die Gleichung

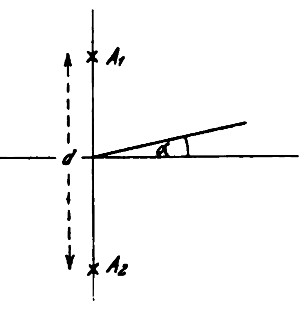


Fig. 4.

$$r = 2\,a\cos\beta\cos\gamma\cos\left(\frac{\pi d}{\lambda}\sin\alpha\cos\beta\right).$$

Für f ergibt sich hieraus der Wert, wenn $\alpha = 0$ gesetzt wird

$$f = \frac{4\,a^2 \cos^2\beta \cos^2\gamma}{4\,a^2 \cos^2\gamma} = \cos^2\beta.$$

Die Breitenstellung verhält sich also ungünstiger als die Serienstellung, bei der der entsprechende Ausdruck für f den Wert $\cos^4\beta$ hatte.

8. Kombination von 3 ungerichteten Antennen.

Kombiniert man zunächst 2 eingerichtete Antennen im Abstand d miteinander und dann außerdem noch mit einer dritten in der Mitte ihres Abstandes liegenden derart, daß die Richtcharakteristik gegeben ist durch den Ausdruck

$$r = 2\,a \cos\beta \cos\gamma \left(1 + \sin\left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos\alpha \cos\beta\right)\right)$$

so nimmt f den Wert an $(\alpha = 0)$

$$f = \frac{4\,a^2 \cos^2\beta \cos^2\gamma \left(1 + \sin\left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos\beta\right)\right)^2}{4\,a^2 \cos^2\gamma \left(1 + \sin\left(\frac{\pi d}{\lambda}\right)\right)^2}$$

$$= \cos^2\beta \frac{\left(1 + \sin\left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos\beta\right)\right)^2}{\left(1 + \sin\left(\frac{\pi d}{\lambda}\right)\right)^2}$$

Für kleines Argument wird

$$f = \cos^2\beta \frac{\left(1 + \frac{\pi d}{\lambda} \cos\beta\right)^2}{\left(1 + \frac{\pi d}{\lambda}\right)^2} \sim \cos^2\beta \left\{1 - 2\,\frac{\pi d}{\lambda}\,(1 - \cos\beta)\right\}$$

Verglichen mit der Kombination von zwei ungerichteten Vertikalantennen, für die $f = \cos^4\beta$ war, zeigt die vorliegende Anordnung in bezug auf die Ausscheidung geneigt einfallender Wellen ein ungünstigeres Verhalten.

9. Kombination von n vertikalen ungerichteten Antennen.

Kombiniert man n vertikal angeordnete ungerichtete Antennen, deren Abstände alle gleich d gemacht werden (Fig. 5), nach einem von Bellini [5]) angegebenen Verfahren —

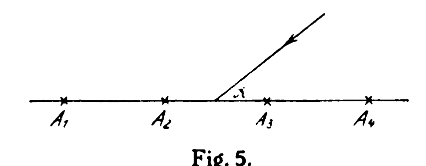


Fig. 5.

er setzt horizontal einfallende Wellen voraus — so ergibt sich unter dieser Voraussetzung als Gleichung der Richtcharakteristik

$$r = 2^{n-1}\,a \sin^{n-1}\left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos\alpha\right)$$

Unter Berücksichtigung der Neigung des Strahles und seiner Polarisation γ geht die obige Gleichung über in

$$r = 2^{n-1}\,a \cos\beta \cos\gamma \sin^{n-1}\left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos\alpha \cos\beta\right)$$

[5]) Bellini, Jahrbuch der drahtl. Telegraphie, 2, S. 381, 1909.

Hieraus ergibt sich für f der Ausdruck ($\alpha = 0$ gesetzt)

$$f = \frac{2^{2n-2}\,a^2 \cos^2\beta \cos^2\gamma \sin^{2n-2}\left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos\beta\right)}{2^{2n-2}\,a^2 \cos^2\gamma \sin^{2n-2}\left(\frac{\pi d}{\lambda}\right)}$$

$$= \cos^2\beta \frac{\sin^{2n-2}\left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos\beta\right)}{\sin^{2n-2}\left(\frac{\pi d}{\lambda}\right)}$$

der für kleines Argument untergeht in den folgenden

$$f = \cos^{2n}\beta.$$

Setzt man hierin $n = 2$, d. h. kombiniert man wie in 4. nur zwei Antennen, so erhält man

$$f = \cos^4\beta$$

in Übereinstimmung mit dem vorhin abgeleiteten Resultat.

In der folgenden Tabelle sind eine Reihe von f Werten zusammengestellt, die für ve schiedene Neigungswinkel β und Antennenzahlen n nach der Formel

$$f = \cos^{2n}\beta$$

berechnet worden sind.

	$n = 2$	$n = 3$	$n = 4$	$n = 5$	$n = 10$
$\beta = 0^0$	$f =$ 1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
15^0	0,86	0,80	0,74	0,69	0,48
30^0	0,56	0,42	0,31	0,24	0,06
45^0	0,25	0,13	0,06	0,03	0,0009
60^0	0,13	0,03	0,017	0,004	$\sim$ 0,00
75^0	0,005	0,0003	0,00003	$\sim$ 0,00	$\sim$ 0,00
90^0	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00

Wie man sieht (Fig. 6), tritt bei dieser Antennenkombination mit wachsender Zahl der Einzelantennen eine sehr starke Ausscheidung der geneigt einfallenden Strahlen ein, die sich besonders bei größeren Neigungswinkeln bemerkbar macht.

In der Praxis wird man über vier Antennen wohl nicht hinausgehen, da sonst die Anlage zu kompliziert werden dürfte. Für eine Welle von 300 m würde der Abstand zwischen den Antennen etwa gleich 30 m zu nehmen sein, d. h. die Standlinie würde etwa 90 m betragen. Die Hochfrequenzenergien der einzelnen Antennen werden durch Kabelleitungen von geringen Verlusten dem eigentlichen Empfangsabstimmittel zugeführt.

Anordnung für die vollkommene Vernichtung eines mit unveränderlicher Neigung einfallenden Strahles.

Die bisher behandelten Anordnungen gestatteten eine mehr oder weniger kräftige aber niemals eine vollständige Ausscheidung geneigt einfallender Wellen, wobei es gleichgültig war, ob einer oder mehrere Strahlen gleichzeitig vorhanden waren.

Wenn man sich aber auf einen einzigen Strahl beschränkt, dessen Neigungswinkel gegen die Horizontale einen konstanten Wert beibehält und wenn man außerdem eine feste Wellenlänge zu Grunde gelegt hat, deren Größe abhängig sein wird von der Empfangsanordnung, so läßt sich eine Kombination finden, die diesen geneigten Strahl vollkommen vernichtet. Sie besteht aus zwei vertikal auf-



gestellten ungerichteten Antennen, deren Abstand d sein möge. Ihre Richtcharakteristik wird dargestellt durch die Beziehung

$$r = 2\,a \cos\beta \cos\gamma \sin\left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos\alpha \cos\beta\right)$$

so erhält man zwischen beiden Größen die Bedingungsgleichung

$$\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{\cos\beta} \quad \text{oder} \quad \cos\beta = \frac{1}{\frac{d}{\lambda}}.$$

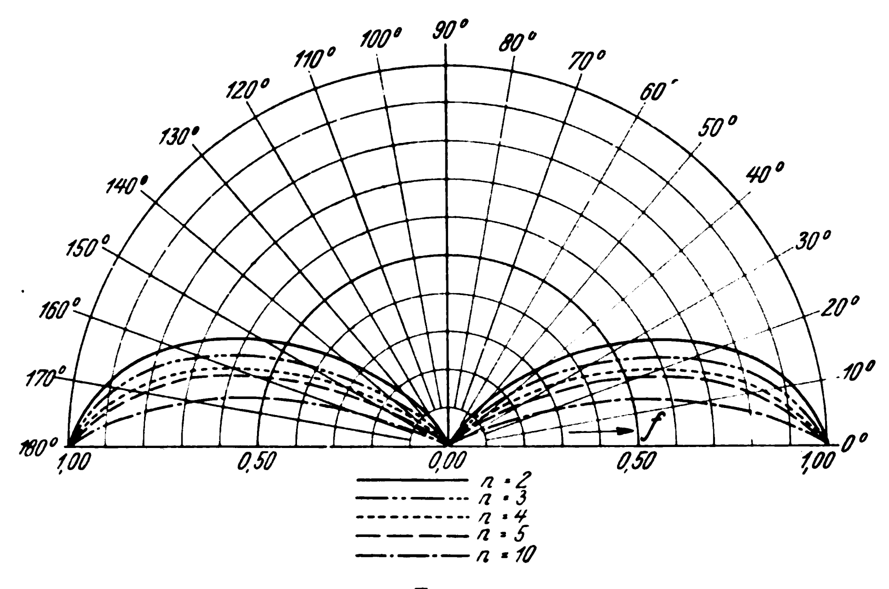


Fig. 6.

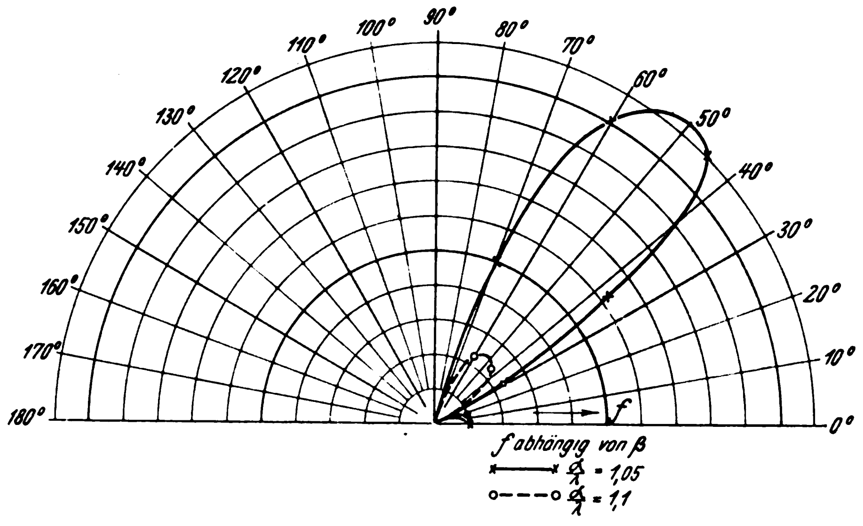


Fig. 7.

Fällt die Standlinie in die Einfallsrichtung der Wellen ($\alpha = 0$), so ergibt sich für den Quotienten f folgender Ausdruck

$$f = \frac{4\,a^2 \cos^2\beta \cos^2\gamma \sin^2\left(\frac{\pi d}{\lambda}\cos\beta\right)}{4\,a^2 \cos^2\gamma \sin^2\left(\frac{\pi d}{\gamma}\right)}$$

$$= \cos^2\beta \frac{\sin^2\left(\frac{\pi d}{\lambda}\cos\beta\right)}{\sin^2\left(\frac{\pi d}{\lambda}\right)}$$

Wählt man $\frac{d}{\lambda}$ und β derart, daß

$$\sin\left(\frac{\pi d}{\lambda}\cos\beta\right) = 0 \text{ wird oder}$$

$$\frac{\pi d}{\lambda}\cos\beta = \pi,\ 2\pi \text{ usw.}$$

Für diesen Fall wird $f = 0$; d. h.: Der unter dem Neigungswinkel β einfallende Strahl wird vollständig vernichtet, wenn das Verhältnis $\frac{d}{\lambda}$ so gewählt wird, daß

$$\cos\beta = \frac{1}{\frac{d}{\lambda}} \text{ ist.}$$

Anders geneigte Strahlen werden von Null verschiedene Werte für den Quotienten f ergeben, wie aus der folgenden Tabelle hervorgeht (Tabelle siehe auf der nächsten Seite).

Für Werte von $\frac{d}{\lambda}$, die nahe bei 1 liegen, wird f schon bei wenig geneigt einfallenden Strahlen kleine Werte annehmen. Größere Neigungswinkel β werden aber, wie die Tabelle zeigt, große Werte für f ergeben. Mit wachsendem Verhältnis $\frac{d}{\lambda}$ rückt der Winkelwert β, bei dem ein voll-

ständiges Auslöschen des Strahles eintritt, mehr und mehr zu höheren Gradzahlen (Fig. 7).

	$\frac{d}{\lambda} = 1{,}05$	1,1	1,25	1,5
$\beta = 0^0$	$f =$ 1,00	1,00	1,00	1,00
5^0	0,84	0,90	0,96	0,99
15^0	0,007	0,37	0,69	0,91
30^0	2,42	0,17	0,025	0,49
45^0	11,15	2,29	0,04	0,02
60^0	10,15	2,34	0,11	0,13
75^0	1,58	0,43	0,10	0,06
90^0	0,00	0,00	0,00	0,00

Zusammenfassung des zweiten Teiles.

Für die Ausscheidung geneigt einfallender Wellen am Empfänger sind Kombinationen von vertikal aufgestellten, ungerichteten Antennen am geeignetsten: Richtantennen ergeben ungünstigere Verhältnisse. Ihr gegenseitiger Abstand wird zwecks Erzielung einer möglichst günstigen Wirkung so zu wählen sein, daß das Verhältnis $\frac{d}{\lambda}$ kleiner ist als etwa $^1/_{10}$.

Ist es größer, so wird das Empfangssystem entsprechend besser auf geneigt einfallende Wellen ansprechen.

Kombiniert man n Antennen in der vorhin angegebenen Weise, so wird bei kleinem $\frac{d}{\lambda}$ der Quotient $f = \cos^{2n} \beta$ werden, d. h. je größer die Zahl der Antennen wird, um so weniger wird das von ihnen gebildete Empfangssystem auf geneigt einfallende Wellen ansprechen.

Wenn es sich um einen einzigen Strahl mit konstantem Neigungswinkel handelt, läßt sich ein Verhältnis $\frac{d}{\lambda}$ angeben, bei dem man nicht nur eine mehr oder weniger große Schwächung, sondern ein vollständiges Auslöschen im Empfänger eintritt. Der Winkel β genügt in diesem Falle der Bedingung

$$\cos \beta = \frac{1}{\frac{d}{\lambda}}.$$

Da aber im allgemeinen mehr als ein Strahl am Empfangsort vorhanden sein wird, und außerdem ihre Neigungswinkel beständigen Schwankungen unterworfen sein werden, so dürfte dieser Anordnung eine praktische Bedeutung nicht zukommen.

Man wird daher lieber das nicht vollkommene Auslöschen in Kauf nehmen, dafür aber nicht an einen einzigen Strahl und einen unveränderlichen Neigungswinkel gebunden sein.

(Eingegangen am 21. 10. 1926.)

Über Steuerung mit Eisendrosseln.

Von **R. Strigel***).

Die vorliegende Arbeit, die auf Anregung und unter Leitung von Herrn Professor Dr. J. Zenneck ausgeführt wurde, beschäftigt sich mit Schwingungskreisen, die zur Steuerung des Wechselstroms eine Eisendrossel mit überlagertem Gleichstrom enthalten [1]). Untersucht werden

I. die Spannung, die an den Eisendrosseln bei den verschiedenen Schaltungen und Formen auftreten,
II. die Induktivität und der Verlustwiderstand der Eisendrosseln in Abhängigkeit vom überlagerten Gleichstrom bei den verschiedenen Anordnungen,
III. der Einfluß der Abstimmung des Kreises auf die Steuercharakteristik.

I.

Die Spannungskurven der einzelnen Anordnungen.

1.

Die bisher [2]) bei der Steuerung mit Eisendrosseln gebräuchlichen Anordnungen lassen sich in drei prinzipielle Schaltungen einteilen:

a) Zwei gleiche Kerne, deren Wechselstrom- und Gleichstromwicklungen hintereinander geschaltet werden: die Anordnung möge als zwei Einzelkerne mit asymmetrischer Gleichstrommagnetisierung bezeichnet werden (Fig. 1a),

Fig. 1a.

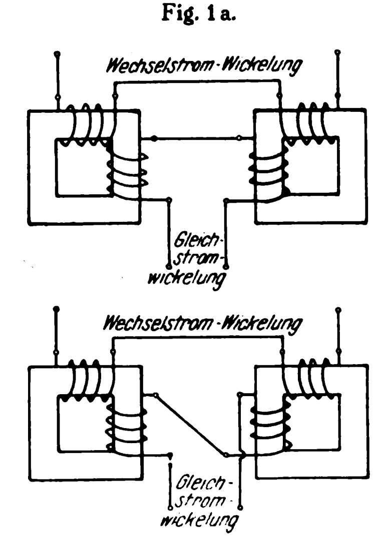


Fig. 1b.

*) Gekürzte Doktor-Dissertation der Technischen Hochschule München, eingereicht am 25. Mai 1926.

[1]) Vgl. H. Schunck und J. Zenneck, dieses Jahrbuch 19, S. 117 ff., 1922.
L. Casper, K. Hubmann und J. Zenneck, ds. Jahrb. 23, S. 63 ff., 1924 und 24, S. 1 ff., 1924.
H. Plendl, F. Sammer und J. Zenneck, ds. Jahrb. 26, S. 98 ff., 1925.

[2]) Die erste Erwähnung einer Möglichkeit der Steuerung von Hochfrequenzströmen durch Eisendrosseln stammt von Fessenden (U. S. A. Patent Nr. 753863). Burges und Frankenfield (U. S. A. Patent Nr. 720881) wiesen zuerst auf die Möglichkeit einer Änderung des Scheinwiderstandes von Eisendrosseln durch Gleichstromüberlagerung hin. Es sei des weiteren auf folgende Arbeiten verwiesen: Kuehn, ETZ. 35, S. 816, 1914; Alexanderson und Nixdorf, ds. Jahrb. 11, S. 337, 1917; Pungs, ETZ. 44, S. 78, 1923 und ENT. 2, S. 94, 1925; A. Faige, ENT. 2, 96, 1925.

asymmetrisch deshalb, weil die Flußverteilung in den Kernen in den beiden Halbperioden verschieden wird. Beide Kerne können natürlich durch einen einzigen ersetzt werden.

b) Zwei gleiche Kerne, deren Wechselstromwicklungen in Reihe, deren Gleichstromwicklungen gegeneinander geschaltet sind: zwei Kerne mit symmetrischer Gleichstrommagnetisierung (Fig. 1b).

c) Ein dreischenkliger Kern, dessen Gleichstromwicklung auf dem Mittelschenkel, dessen in Reihe geschaltete Wechselstromwicklungen auf den beiden äußeren Schenkeln aufgebracht sind. Er werde im weiteren kurz als dreischenkliger Kern bezeichnet (Fig. 1c).

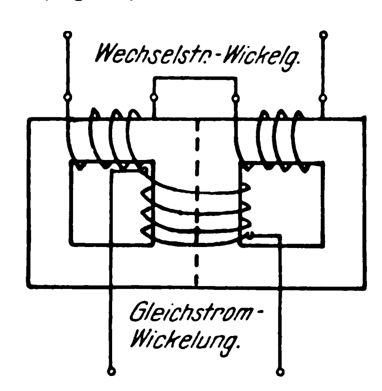


Fig. 1c.

2.

Für die folgenden Betrachtungen sollen zwei Voraussetzungen gemacht werden, um die Unterschiede der einzelnen Anordnungen deutlich hervortreten zu lassen.

1. Die Spannungskurve der Spule eines Eisenkerns ist eine Funktion des Stromverlaufes durch die Spule. Um eindeutige Verhältnisse zu erhalten, soll dieser rein sinusförmig angenommen werden, also

$$i = J \sin \omega t$$

2. Der Induktionsfluß Φ im Eisenkern sei eine eindeutige, aber sonst beliebige Funktion des Feldes $\mathfrak{H}$. Es soll also von Hysteresiserscheinungen, ebenso auch von der Wirkung der Wirbelströme abgesehen werden.

a) Asymmetrische Gleichstrommagnetisierung zweier Einzelkerne.

Der in den Eisenkernen bzw. im Eisenkern herrschende Fluß Φ ist abhängig vom resultierenden Feld $\mathfrak{H}_r$, d. h.

$$\Phi = \Phi(\mathfrak{H}_r),$$

das sich wiederum zusammensetzt aus dem Gleichfeld $\mathfrak{H}_0$ und dem Wechselfeld $\mathfrak{H} \sin \omega t$, d. h.

$$\mathfrak{H}_r = \mathfrak{H}_0 + \mathfrak{H} \sin \omega t.$$

Weiter gilt

$$\Phi(-\mathfrak{H}_r) = -\Phi(\mathfrak{H}_r).$$

Aus der Magnetisierung mit sinusförmigem Strom folgt die Symmetrieeigenschaft für den Fluß im Kern

$$\Phi\left[\mathfrak{H}_0 + \mathfrak{H} \sin\left(\omega t + \frac{n\pi}{2}\right)\right] = \Phi\left[\mathfrak{H}_0 + \mathfrak{H} \sin\left(\frac{n\pi}{2} - \omega t\right)\right], \quad n = 1, 3, 5, \ldots.$$

und für den Differentialquotienten des Flusses nach der Zeit und damit für die an der Spule induzierte Spannung

$$\frac{d}{dt}\Phi\left[\mathfrak{H}_0 + \mathfrak{H} \sin\left(\omega t + \frac{n\pi}{2}\right)\right] = -\frac{d}{dt}\Phi\left[\mathfrak{H}_0 + \mathfrak{H} \sin\left(\frac{n\pi}{2} - \omega t\right)\right] \quad n = 1, 3, 5 \ldots.$$

Die Fourierreihe der Spannungskurve läßt sich in ihrer allgemeinsten Form schreiben

$$e = a_0 + \Sigma a_n \cos n\omega t + \Sigma b_n \sin n\omega t \quad \ldots. \quad n = 1, 2, 3 \ldots.$$

Da $\frac{d\Phi}{dt}$ im Punkte $\pi/2$ eine ungerade Funktion ist, ergibt sich sofort

$$a_0 = 0.$$

Aus den angegebenen Symmetriebedingungen folgt

$$a_n \begin{cases} = 0 & \text{für gerade } n; \\ \neq 0 & \text{„ ungerade } n; \end{cases} \qquad b_n \begin{cases} = 0 & \text{für ungerade } n \\ \neq 0 & \text{„ gerade } n \end{cases}$$

Dies liefert für Wechsel- und Gleichstromwicklung die Reihe

$$e = a_1 \cos \omega t + a_3 \cos 3\omega t + a_5 \cos 5\omega t + \ldots.. + a_{2n-1} \cos(2n-1)\omega t + \ldots.$$
$$+ b_2 \sin 2\omega t + b_4 \sin 4\omega t + b_6 \sin 6\omega t + \ldots. + b_{2n} \cos 2n\omega t + \ldots.$$

wobei $n = 1, 2, 3 \ldots$

b) Symmetrische Gleichstrommagnetisierung zweier Einzelkerne.

Hier ist zu unterscheiden zwischen Gleichstrom- und Wechselstromkreis. Das Feld in den beiden Kernen ist nicht dasselbe, da infolge der Gegenschaltung das Gleichstromfeld in den Kernen verschiedene Richtungen besitzt.

Für die Wechselstromwicklungen gilt

$$\mathfrak{H}_1 = \mathfrak{H}_0 + \mathfrak{H} \sin \omega t \qquad \text{für Kern } 1,$$
$$\mathfrak{H}_2 = -\mathfrak{H}_0 + \mathfrak{H} \sin \omega t \qquad \text{für Kern } 2;$$

damit wird

$$\Phi_1 = \Phi(\mathfrak{H}_0 + \mathfrak{H} \sin \omega t)$$
$$\Phi_2 = \Phi(-\mathfrak{H}_0 + \mathfrak{H} \sin \omega t)$$

und der resultierende Fluß

$$\Phi_r = \Phi_1 + \Phi_2.$$

Da nach einer halben Periode das Feld in Kern 1 bis auf das Vorzeichen gleich dem Feld in Kern 2 ist, ergeben sich die Symmetrieeigenschaften

$$\Phi_r(\omega t + n\pi) = -\Phi_r(n\pi - \omega t), \quad n = 1, 3, 5 \ldots.$$
$$\Phi_r\left(\omega t + \frac{n\pi}{2}\right) = \Phi_r\left(\frac{n\pi}{2} - \omega t\right), \quad n = 1, 3, 5 \ldots.$$

Außerdem gilt auch hier

$$\frac{d}{dt}\Phi_r(\omega t + n\pi) = \frac{d}{dt}\Phi_r(n\pi - \omega t), \quad n = 1, 3, 5 \ldots.$$
$$\frac{d}{dt}\Phi_r\left(\omega t + \frac{n\pi}{2}\right) = -\frac{d}{dt}\Phi_r\left(\frac{n\pi}{2} - \omega t\right), \quad n = 1, 3, 5 \ldots.$$

Dies ergibt

$$a_n \begin{cases} = 0 & \text{für gerade } n; \\ \neq 0 & \text{„ ungerade } n; \end{cases} \qquad b_n = 0 \text{ für alle Werte von } n$$

und man erhält für die Wechselstromwicklungen die Spannung

$$e_1 = a_1 \cos \omega t + a_3 \cos 3\omega t + a_5 \cos 5\omega t + \ldots. + a_{2n-1} \cos(2n-1)\omega t + \ldots \quad n = 1, 2, 3 \ldots.$$

Für die Gleichstromwicklungen im Gleichstromkreis dagegen ist zugrunde zu legen

$$\mathfrak{H}_{r_1} = \mathfrak{H}_0 - \mathfrak{H} \sin \omega t$$
$$\mathfrak{H}_{r_2} = \mathfrak{H}_0 - \mathfrak{H} \sin \omega t$$

und dementsprechend werden die Werte für Φ_1, Φ_2 und Φ_r. Die Symmetriebedingungen sind

$$\Phi_r(\omega t + \pi) = \Phi_1[\mathfrak{H}_0 + \mathfrak{H} \sin(\omega t + \pi)] + \Phi_2[\mathfrak{H}_0 - \mathfrak{H} \sin(\omega t + \pi)]$$
$$= \Phi_1[\mathfrak{H}_0 - \mathfrak{H} \sin(\omega t)] + \Phi_2[\mathfrak{H}_0 + \mathfrak{H} \sin \omega t] = \Phi_r(\omega t)$$

Der resultierende Fluß wiederholt sich nach der Periode π und man erhält

$$\frac{d}{dt}\Phi_r(\omega t + n\pi) = \frac{d}{dt}\Phi_r(n\pi - \omega t)$$

$$\frac{d}{dt}\Phi_r\left(\omega t + n\frac{\pi}{2}\right) = \frac{d}{dt}\Phi_r\left(n\frac{\pi}{2} - \omega t\right)$$

Da die Grundperiode π beträgt, kann n nur die Werte 2, 4, 6 . . . annehmen. Aus den Symmetriebedingungen folgt ferner

$$a_{2n} = 0,$$

womit die Reihe für den Gleichstromkreis lautet

$$e_2 = b_2 \sin 2\omega t + b_4 \sin 4\omega t + b_6 \sin 6\omega t + \ldots + b_{2n} \sin 2n\omega t + \ldots \quad n = 1, 2, 3 \ldots$$

Während also bei der asymmetrischen Anordnung der beiden Einzelkerne die Fourierreihe aus den ungeraden Kosinusgliedern und den geraden Sinusgliedern bestand, wird bei der symmetrischen Anordnung diese Reihe in zwei Teile zerlegt, deren einer nur die ungeraden Kosinusglieder enthält und an den Wechselstromklemmen auftritt, und deren anderer die geraden Sinusglieder aufweist und in der Gleichstromwicklung induziert wird. Das deutet darauf hin, daß eine Beziehung zwischen den Fourierkoeffizienten in beiden Schaltungen bestehen muß.

In der Tat läßt sich leicht zeigen, daß die in den Ausdrücken für die Spannung auftretenden Koeffizienten a_n und b_n unter sonst gleichen Umständen identisch sind.

c) Der dreischenklige Kern.

Man kann sich die dreischenklige Drossel von Fig. 1c aus den zwei Einzeldrosseln von 1b zusammengesetzt denken, wie es die gestrichelte Linie in Fig. 1c andeutet. Wenn diese Auffassung den Verhältnissen vollkommen entsprechen würde, so müßte genau wie im Falle von Fig. 1b für die Gesamtspannung e_1 an den Wechselstromwicklungen gelten:

$$e_1 = a_1 \cos\omega t + a_3 \cos 3\omega t + a_5 \cos 5\omega t + \ldots a_{2n-1} \cos(2n-1)\omega t + \ldots$$

und für die Spannung an der Gleichstromwicklung

$$e_2 = b_2 \sin 2\omega t + b_4 \sin 4\omega t + b_6 \sin 6\omega t + \ldots + b_{2n} \sin 2n\omega t + \ldots$$

Infolge der Verkettung der magnetischen Kreise in Fig. 1c treten aber gegenüber dem Fall von Fig. 1b Änderungen ein. Man übersieht das qualitativ ohne weiteres. Der von der Gleichstromwicklung herrührende Induktionsfluß wird sich nicht gleichmäßig auf beide Schenkel verteilen, da er in dem einen Schenkel der dort vorhandenen Wechselstrommagnetisierung gleich, in dem anderen Schenkel entgegengesetzt gerichtet ist. Infolge davon ist, wenn man es so ausdrücken will, die Permeabilität der beiden Schenkel für den Gleichstromfluß in jedem Moment verschieden. Quantitativ wird man sagen können, daß der Unterschied gegenüber der Anordnung 1b um so größer ausfallen wird, je größer die Gleichstrom-AWZ gegenüber der Wechselstrom-AWZ ist.

3.

a) Zur experimentellen Bestätigung der obigen Ableitungen wurden die Spannungsbilder der einzelnen Anordnungen mit der Braunschen Röhre aufgenommen. Die zu den Aufnahmen verwendeten Kerne bestanden aus Blechpaketen von hochlegiertem Dynamoblech von 0,35 mm Dicke. Die Abmessungen der Kerne sind aus Fig. 2 zu ersehen. Die beiden Einzelkerne waren mit 105 Windungen bewickelt, und zwar je mit 2 × 30 Windungen und 3 × 15 Windungen. Der dreischenklige Kern hatte auf dem äußeren Schenkel je 1 × 30 und 3 × 15 Windungen und auf dem Mittelschenkel 2 × 30 Windungen.

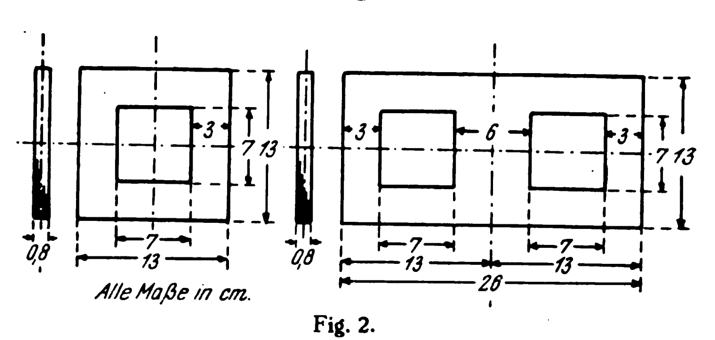


Fig. 2.

b) Die Spannungsaufnahmen wurden in der früher beschriebenen Weise [3]) mit 500-periodigem Wechselstrom gemacht. Dabei waren die Eisendrosseln in einen Kondensatorkreis eingeschaltet, der durch eine sehr hohe eisenfreie Induktivität auf Resonanz mit der Maschinenfrequenz gebracht war. Daß der Strom in ihm unter diesen Umständen merklich sinusförmig war, wurde mit der Braunschen Röhre kontrolliert. In die Gleichstromleitungen waren Drosseln sehr hoher Induktanz eingeschaltet; daß im Gleichstromkreis kein Wechselstrom floß, der einen merklichen Einfluß auf den Wechselstromkreis ausübte, wurde sichergestellt.

c) Es wurden die folgenden Spannungsbilder bei einem Wechselstrom von 7,0 Amp. in der asymmetrischen und in der symmetrischen Schaltung der beiden Einzelkerne, für einen Schenkel und für die gesamte Wechselspannung des dreischenkligen Kernes bei Überlagerungen verschiedener Gleichstromwerte i_g aufgenommen. Die Aufnahmen sind in folgender Tabelle zusammengestellt:

Fig. 3: 2 Kerne ohne Gleichstromüberlagerung,
„ 4: 2 Kerne mit asymmetrischer Gleichstrommagnetisierung i_g = 1,0 Amp.,
„ 5: 2 Kerne mit asymmetrischer Gleichstrommagnetisierung i_g = 2,5 Amp.,
„ 6: 2 Kerne mit asymmetrischer Gleichstrommagnetisierung i_g = 5,0 Amp.,
„ 7: 2 Kerne mit symmetrischer Gleichstrommagnetisierung i_g = 1,0 Amp.,
„ 8: 2 Kerne mit symmetrischer Gleichstrommagnetisierung i_g = 2,5 Amp.,
„ 9: 2 Kerne mit symmetrischer Gleichstrommagnetisierung i_g = 5,0 Amp.,
„ 10: Dreischenkliger Kern ohne Gleichstromüberlagerung,
„ 11: Dreischenkl. Kern mit Gleichstromüberlg. i_g = 1,0 Amp.,
„ 12: „ „ „ „ i_g = 2,5 „
„ 13: „ „ „ „ i_g = 5,0 „

Die Aufnahmen bestätigen durchaus das in 2. Ausgeführte; insbesondere entspricht das Auftreten der Harmonischen dem dort Gesagten. Der geringe Unterschied der Aufnahmen (Fig. 11—13) für die dreischenklige Drossel von Fig. 1c gegenüber den entsprechenden (Fig. 7—10) für die Drosseln mit symmetrischer Gleichstrommagnetisierung (Fig. 1b) zeigt, daß die Verkettung der magnetischen Kreise im ersteren Fall keine erhebliche Änderung bedingt.

[3]) H. Plendl, F. Sammer und J. Zenneck, l. c.

	2 Kerne		Dreischenkliger Kern
	asymmetrische	symmetrische	
	Gleichstrom-Magnetisierung		
$i_g = 0$	Fig. 3		Fig. 10
$i_g = 1{,}0\,A$	Fig. 4	Fig. 7	Fig. 11
$i_g = 2{,}5\,A$	Fig. 5	Fig. 8	Fig. 12
$i_g = 5{,}0\,A$	Fig. 6	Fig. 9	Fig. 13

Verlag von M. Krayn, Berlin W 10.

Zum Aufsatz: R. Strigel,
Über Steuerung mit Eisendrosseln.



II.

1.

Die Induktivitätsmessung.

Die Induktivität L_e und der Verlustwiderstand R_e einer Eisenkernspule erhält einen definierten Wert [4]), wenn man mit Sinusstrom

$$i = J \sin \omega t$$

arbeitet. Ist dann e die Grundschwingung der nicht sinusförmigen Spannung an der Eisendrossel, so ist L_e und R_e durch die Beziehung

$$e = (R_e + j\,\omega L_e)\, i$$

definiert.

Es sind somit bei der Messung von Induktivität und Verlustwiderstand einer Eisenkernspule zwei Bedingungen zu erfüllen:

1. die Herstellung rein sinusförmigen Stromes;
2. das Heraussieben der Grundschwingung aus der Spulenspannung.

2.

Da die bisherigen Methoden [5]) entweder nicht genau oder sehr mühsam waren, wurde eine neue Methode ausgearbeitet, die mit großer Genauigkeit bequemste Einstellung verbindet.

Zur Verwendung kommt dabei ein Larsenscher Phasenschieber, der in Fig. 14 schematisch angegeben ist.

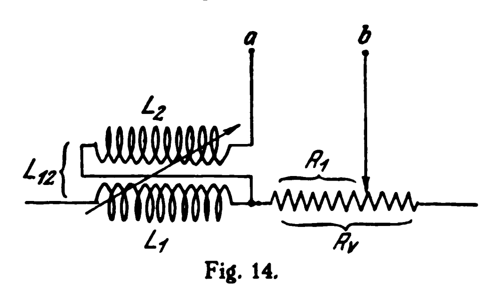


Fig. 14.

Die Spannung zwischen den Punkten a und b erhält durch den Spannungsabfall an dem Widerstand R_1 eine dem Strom i gleichphasige, durch die Induktion der Spule L_1 auf L_2 eine gegen i um $\pm$ 90° in der Phase verschobene Komponente. Durch Regulierung von R_1 und der wechselseitigen Induktion L_{12} der beiden Spulen L_1 und L_2 kann demnach der Spannung zwischen a und b jede beliebige zwischen 0 und $\pm$ 90° liegende Phasenverschiebung gegen den Strom i gegeben werden.

Die Schaltung wurde folgendermaßen ausgebildet (Fig. 15): K_1 und K_2 sind die Eisenkerne, deren Induktivität bestimmt werden soll. Sie liegen in Reihe mit der Kompensations- und mit einer Resonanzanordnung aus der Kapazität C_1 und der großen variablen Induktivität L_{01}. Diese stellt für die höheren Harmonischen eine hohe Impedanz dar, so daß im Resonanzfall mit sinusförmigem Strom gerechnet werden kann. Die Resonanz im Arbeitskreis wurde für jeden Meßpunkt neu hergestellt, dabei die Stromform jedesmal an der Braunschen Röhre kontrolliert. (Die Braunsche Röhre ist im Schaltbild der Übersichtlichkeit halber weggelassen.) Auf den Eisenkernen ist je eine Sekundärwicklung S_1, S_2 aufgebracht, die in Reihe so auf die Kompensationsanordnung geschaltet werden, daß die in den Sekundärwicklungen erzeugte Spannung der Spannung am Kompensationsaggregat entgegengesetzt gerichtet ist. Es wird im Kreis $S_1 S_2 C_2 L_{02}$ eine EMK induziert mit der Grundschwingung

$$e = \frac{w'}{w}\,(R_e + j\,\omega L_e)\, i$$

wenn $\frac{w'}{w}$ das Windungszahlverhältnis zwischen Primär- und Sekundärwicklung des Eisenkernes ist. Gleichzeitig wird im Phasenschieber eine EMK erzeugt

$$e' = (R_1 + j\,\omega L_{12})\, i\,.$$

Wird R_1 und L_{12} so abgeglichen, daß in dem Kreis $S_1 S_2 C_2 L_{02}$ kein Strom von der Frequenz ω fließt, so ist

$$R_1 = \frac{w'}{w} \cdot R_e$$

$$L_{12} = \frac{w'}{w} \cdot L_e$$

Kennt man R_1 und L_{12}, so erhält man sowohl R_e als L_e.

Bei dieser Nullmethode kann das Verschwinden eines Stromes von der Frequenz ω mit dem Telephonkreis T nachgewiesen werden, wenn der Kreis $S_1\, S_2\, C_2\, L_{02}$ so gebaut ist, daß die Harmonischen, durch die Eisenkernspulen ebenfalls in $S_1\, S_2\, C_2\, L_{02}$ induziert, unterdrückt werden und nur die Grundschwingung zur Auswirkung kommt. Das wird durch einen Resonanzkreis erreicht, der scharf auf

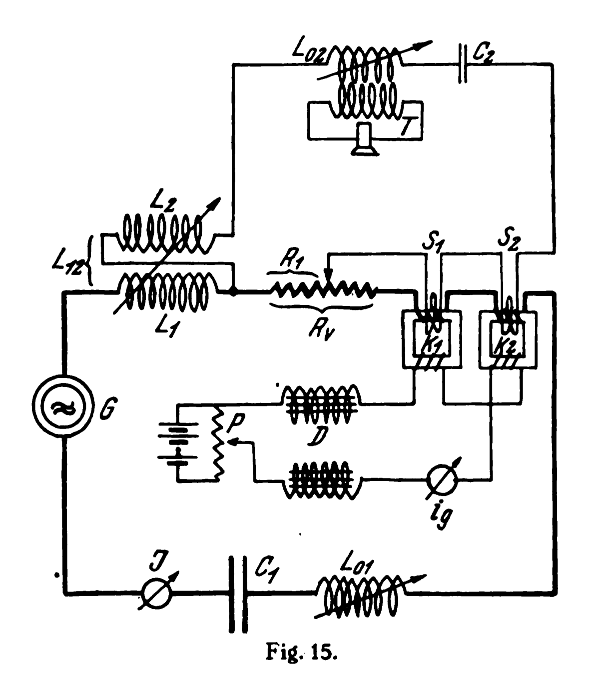


Fig. 15.

die Grundharmonische abgestimmt ist und zu dem der Phasenschieber durch die eisenfreie Spule L_{02} und den Kondensator C_2 ausgebaut ist. Dabei muß kontrolliert werden, daß der noch fließende Strom der höheren Harmonischen unmerklich ist. Falls er sich im Telephon, das mit dem Meßkreis gekoppelt ist, noch bemerkbar machen sollte — bei meiner Anordnung war es nicht der Fall —, so kann durch einen Zwischenkreis dieser störende Einfluß eliminiert werden. Für besondere genaue Messungen ist das Telephon durch ein Vibrationsgalvanometer ersetzbar und die Meßgenauigkeit dann lediglich eine Frage der Variometereichung und der Widerstandsbestimmung.

[4]) Vgl. H. Schunck und J. Zenneck, l. c.

[5]) O. Martienssen, Phys. Ztschr. **11**, S. 448 ff., 1910; A. Faige, Elektr. Nachr. Technik **2**, S. 96 ff., 1925; H. Plendl, F. Sammer und J. Zenneck, ds. Jahrb. **26**, S. 98 ff., 1925.

3.

Zur Messung mit 500-periodigem Wechselstrom wurden die schon beschriebenen Eisenkerne verwendet. Sie waren so geschaltet, daß bei den beiden Einzelkernen je 30 Windungen auf der Wechstrom- und Gleichstromseite lagen und daß beim dreischenkligen Kern eine Gleichstromwicklung von 30 Windungen auf dem Mittelschenkel, je eine Wechselstromwicklung von 30 Windungen auf dem äußeren Schenkel aufgebracht waren. Als Meßwicklungen (S_1 und S_2 Fig. 15) waren 15 Windungen auf jeder Wechselstromwicklung angeordnet. Die Wicklungen waren entsprechend den drei Anordnungen geschaltet. Der Aufbau des Gleichstromkreises ist aus Fig. 15 ersichtlich.

Der Arbeitskreis bestand außer der Kompensationsanordnung aus einer Kapazität von $C_1 = 2\,\mu F$ aus technischen Papierkondensatoren und der variablen Induktivität L_{01}, zwei eisenfreien Flachspulen von je 0,017 H. Die Resonanzanordnung des Kompensationskreises war zusammengesetzt aus einer Kapazität von $C_2 = 1\,\mu F$ und einer variablen Induktivität L_{02} auf einem offenen Eisenkern, die mit Spule L_2 des Variometers zusammen eine Induktivität von 0,1014 H besaß. Dies ergibt für die dritte Harmonische eine Reaktanz von

$$3\,\omega L_{02} - \frac{1}{2\,\omega C_2} = 849\ \Omega$$

Selbst in dem Fall, wenn die in den Spulen S_1 und S_2 induzierte Spannung eine 3. Harmonische von derselben Amplitude wie diejenige der Grundschwingung enthalten würde, würde der in dem Kreis $S_1\,S_2\,R_1\,L_2\,L_{02}\,C_2$ fließende Strom dieser 3. Harmonischen wegen der hohen Impedanz des Kreises so geringfügig sein, daß er für die Magnetisierung des Eisenkerns durchaus nicht in Betracht kommen würde.

Als veränderlicher Widerstand R_V wurde ein Schieberwiderstand verwendet mit einer maximalen Induktivität von $5 \cdot 10^{-7}$ H.; sie konnte also vernachlässigt werden. Bestimmt wurde der eingestellte Widerstandswert durch Strom- und Spannungsmessung mit Wechselstrom. Die Wechselstrommessung ist zulässig, da für jeden Meßpunkt Resonanz eingestellt, demnach mit sinusförmigem Strom gemessen wurde. Der Widerstand R_V war direkt vor die zu untersuchenden Eisenkerne geschaltet, um große Spannungsunterschiede zwischen Meßobjekt und Kompensationsanordnung zu vermeiden.

Als Variometer wurden zwei eisenfreie Flachspulen gebraucht von je 0,017 H., deren Wechselinduktionskoeffizient durch Variieren des Abstandes geändert wurde und in der Wechselstrombrücke bestimmt war.

4.

Auf Grund der im vorigen Abschnitt angestellten Betrachtungen über die Fourierkoeffizienten der Spannung der einzelnen Anordnungen müssen die Induktivitätsmessungen für symmetrische und asymmetrische Schaltung dieselben Werte liefern, da in beiden Fällen die Fourierkoeffizienten für die Grundharmonische dieselben sind. Beim dreischenkligen Kern kann die Verkettung der beiden magnetischen Kreise Abweichungen bedingen.

5.

Gemessen wurden die Kurven für Induktivität und für Verlustwiderstand

a) in der symmetrischen Schaltung der beiden Einzelkerne (Fig. 16),
b) in der asymmetrischen Schaltung der beiden Einzelkerne (Fig. 16),
c) mit dem dreischenkligen Kern (Fig. 17).

sowohl ohne Gleichstromüberlagerung, als

1. bei einer Überlagerung von 1,0 Amp. Gleichstrom
2. " " " " 2,0 " "
3. " " " " 3,0 " "
4. " " " " 5,0 " "

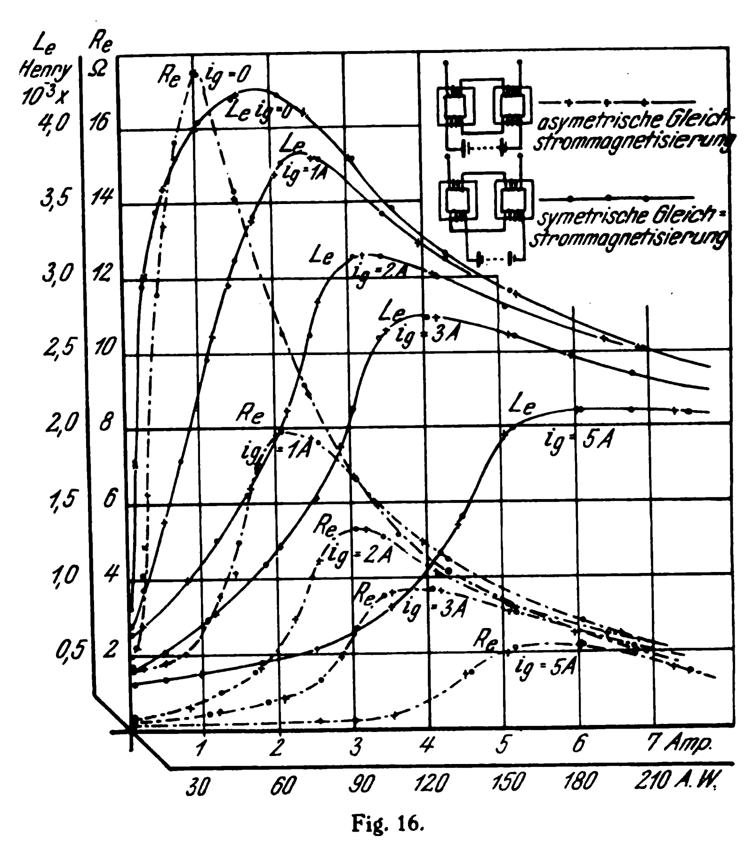


Fig. 16.

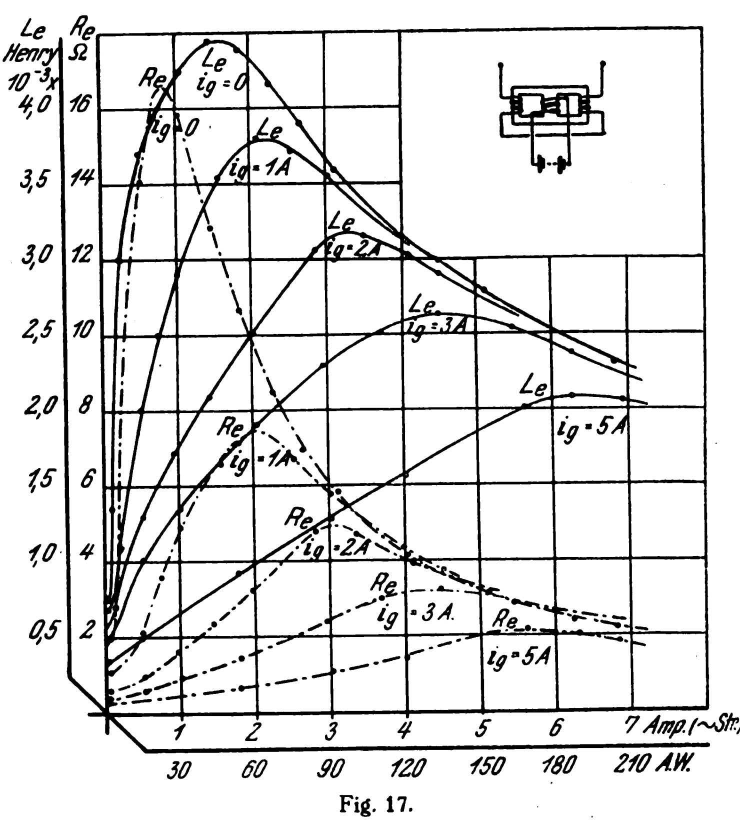


Fig. 17.

Wie zu erwarten war, zeigen die Kurven in Schaltung a und b keine Verschiedenheit, sie wurden in dasselbe Dia-

gramm eingetragen und nur die Meßpunkte verschieden markiert. Die Kurven für den dreischenkligen Kern zeigen nur geringe Abweichungen von denen der Einzelkerne. Dasselbe Verhalten zeigen die Widerstandskurven. In beiden Fällen liegt — wie auch bei den früheren Messungen — das Maximum der Induktivitätskurven bei etwas größeren Stromwerten als dasjenige der Widerstandskurven. Die Induktivitätskurven wie die Widerstandskurven nähern sich bei entsprechend hohen Werten des Wechselstroms asymptotisch der Kurve ohne Gleichstromüberlagerung. Hingewiesen werden darf wohl noch auf die gute Lage der Meßpunkte; sie zeigt, daß die Methode trotz ihrer Bequemlichkeit große Genauigkeit zuläßt.

III.

Steuerung mit Gleichstromüberlagerung.

1.

Nachdem die Messungen der Induktivitätskurven in der symmetrischen und in der asymmetrischen Schaltung keinen, zwischen den beiden Schaltungen der Einzelkerne und dem dreischenkligen Kern nur einen unwesentlichen Unterschied gezeigt hatten, wurde bei den weiteren Untersuchungen allein in der symmetrischen Schaltung der beiden Einzelkerne gearbeitet.

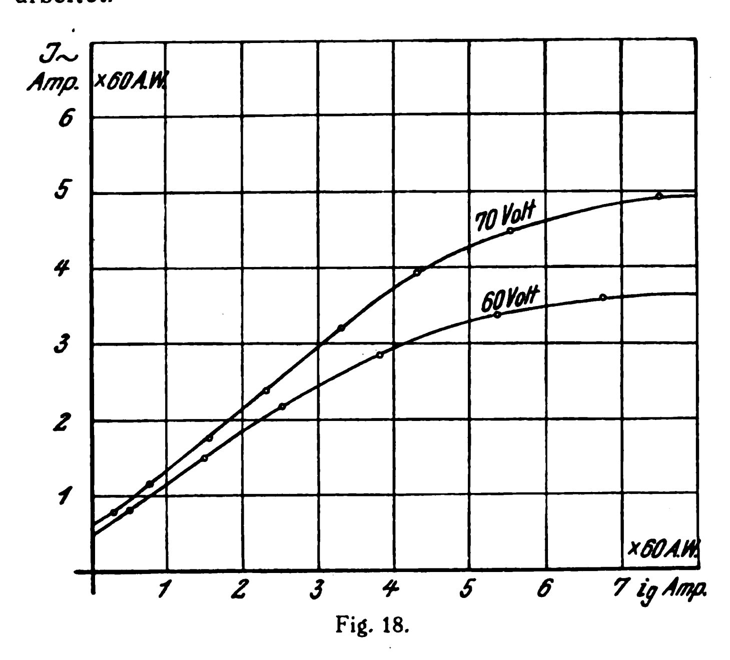


Fig. 18.

Der Steuerkreis enthielt außer der Eisendrossel noch eine eisenfreie Reaktanz, die sich aus Kapazität und Induktivität zusammensetzte. Von der Größe dieser Reaktanz, der für die Steuerung die Rolle einer Konstanten zukommt, wurde bei den folgenden Untersuchungen ausgegangen. Es ergaben sich sofort drei ausgezeichnete Fälle:

1. die vorgeschaltete Reaktanz ist induktiv,
2. die vorgeschaltete Reaktanz ist Null,
3. die vorgeschaltete Reaktanz ist kapazitiv.

Für diese Fälle wurden die Steuerkurven experimentell aufgenommen, d. h. es wurde bei konstantgehaltener Maschinenfrequenz von 500/sec. für verschiedene Generatorspannungen die Abhängigkeit der Wechselstromwerte (J_{eff}) von der Gleichstromüberlagerung gemessen. Dabei waren die Windungszahlen der Kerne auf der Wechselstromseite 60, auf der Gleichstromseite 45 Windungen. Die Reaktanzen wurden aus technischen Papierkondensatoren von $C = 2\,\mu F$ und aus zwei eisenfreien Flachspulen von 0,017 Henry zusammengestellt. Die Gleichstromseite war wie früher geschaltet. Es wurden Kurven bei folgenden Reaktanzen aufgenommen.

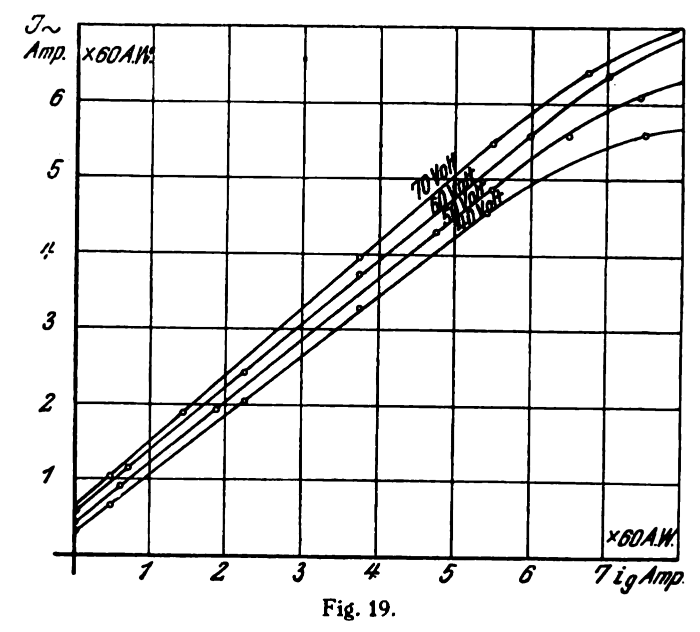


Fig. 19.

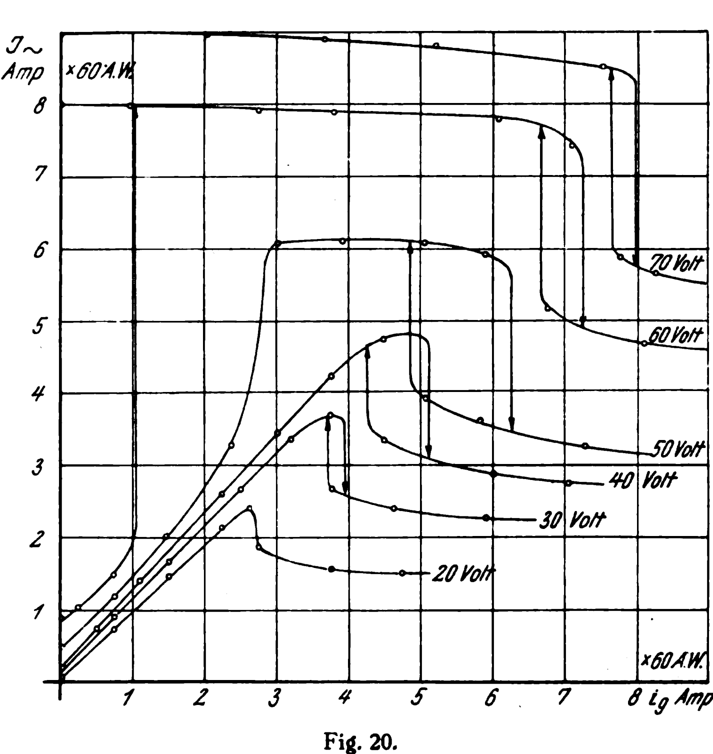


Fig. 20.

1. $\omega L_0 - \frac{1}{\omega C} = + 12{,}9\,\Omega$

   induktive Reaktanz mit $L = 0{,}0294$ Henry und $C = 4\,\mu F$ (Fig. 18),

2. $\omega L_0 - \frac{1}{\omega C} = 0\,\Omega$

   vorgeschaltete Reaktanz = 0, $L = 0{,}0254$ Henry und $C = 4\,\mu F$ (Fig. 19),

3. $\omega L_0 - \frac{1}{\omega C} = - 15{,}1\,\Omega$

   kapazitive Reaktanz mit $L = 0{,}0205$ Henry und $C = 4\,\mu F$ (Fig. 20),

4. $\omega L_0 - \frac{1}{\omega C} = -26\,\Omega$

kapazitive Reaktanz mit $L = 0{,}0255$ Henry und $C = 3\,\mu F$ (Fig. 21),

5. $\omega L_0 - \frac{1}{\omega C} = -52\,\Omega$

kapazitive Reaktanz mit $L = 0{,}0172$ Henry und $C = 3\,\mu F$ (Fig. 22).

2.

Aus den Kurven Fig. 18—22 geht deutlich hervor, daß die Steilheit der geradlinigen ansteigenden Teile der aufgenommenen Steuerkurven, soweit man von solchen überhaupt reden kann, unabhängig von der vorgeschalteten Reaktanz ist, dagegen zeigt sich die Ausdehnung dieser geradlinigen Bereiche in weitem Maße davon abhängig.

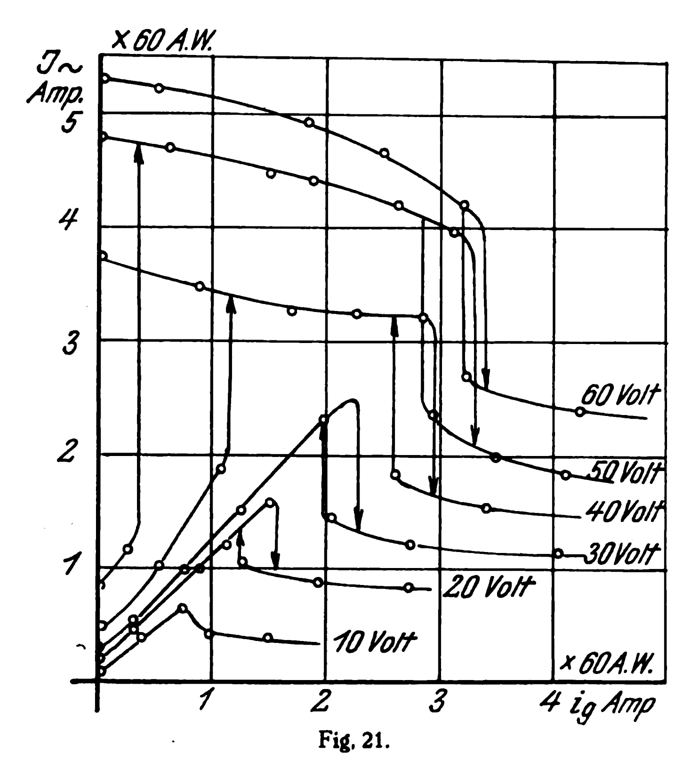


Fig. 21.

Es erweist sich die Anordnung, bei der die der Steuerdrossel vorgeschaltete Reaktanz Null ist (Fig. 19), als weitaus die günstigste. Will man also, daß die Änderungen des Wechselstroms [6]) in einem möglichst großen Bereich dem steuernden Gleichstrom [6]) proportional ist, so muß man den der Steuerdrossel vorgeschalteten Teil des Kreises, — nicht, wie es bisher vielfach geschah, den ganzen Kreis — in Resonanz mit der Machinenfrequenz bringen. Jede Abweichung von dieser Einstellung bedeutet eine Verkürzung des linearen Steuerbereichs. Daß diese Einstellung besonders günstig ist, wird verständlich, wenn man bedenkt, daß nur bei ihr die Impedanzänderung der Steuerdrossel zur vollen Wirkung kommt, da die Impedanz des ganzen Kreises praktisch mit derjenigen der Steuerdrossel zusammenfällt. Natürlich muß man bei dieser Einstellung — gegenüber derjenigen bei Resonanz des ganzen Kreises — einen erheblichen Blindstrom in Kauf nehmen.

[6]) Bei Modulation eines Hochfrequenzkreises durch einen Niederfrequenzstrom mit Hilfe einer Eisendrossel ist sinnentsprechend „Wechselstrom" durch „Hochfrequenzstrom", „Gleichstrom" durch „Niederfrequenzstrom" zu ersetzen.

Im vorliegenden Fall kann (Fig. 19) bei einer Generatorspannung von 60 Volt der Wechselstrom von 33 auf 374 Amperewindungen gesteuert werden. Ist die vorgeschaltete Reaktanz induktiv (Fig. 18), so tritt eine wesentlich frühere Abflachung der Kurven ein, und zwar um so früher, je höhere Werte die induktive Reaktanz annimmt; im übrigen ist der Charakter der Kurven ein ganz ähnlicher. Bei kapazitiven Reaktanzen (Fig. 20, 21, 22) treten Kurven auf, wie sie schon L. Casper, K. Hubmann und J. Zenneck [7]) angeben. Es zeigen sich die drei typischen Fälle: Kurven ohne, mit einer und mit zwei Kippstellen.

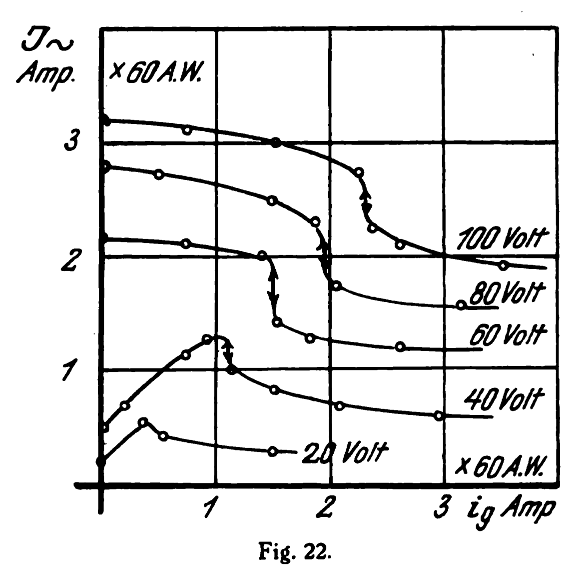


Fig. 22.

3.

Nach dem eben Ausgeführten kommt es für die Steuerkurve nur an auf die Größe der Reaktanz, die der Steuerdrossel vorgeschaltet ist. Man sollte danach annehmen, daß es gleichgültig ist, wie diese Reaktanz $\omega L_0 - \frac{1}{\omega C}$ zusammengesetzt ist, d. h. daß es keinen Unterschied ausmacht, ob ωL_0 u. $\frac{1}{\omega C}$ groß oder klein sind, solange nur ihre Differenz dieselbe bleibt. Das ist auch richtig für die Grundschwingung, nicht aber für die Harmonischen. Diese kommen um so mehr zur Ausbildung, je kleiner die Induktanz ωL_0 bzw. Condensanz $\frac{1}{\omega C}$ ist, und sie können auch indirekt die Steuerkurven beeinflussen.

Um diese Verhältnisse näher zu zeigen, wurden für eine kapazitive Reaktanz von $\omega L_0 - \frac{1}{\omega C} = 14{,}5\,\Omega$ (für die Grundschwingung) die folgenden Kombinationen zusammengestellt:

1. $L_0 = 0{,}0465$ H, $C = 2\,\mu F$; dies liefert für die dritte Harmonische eine induktive Reaktanz von 383 Ω,
2. $L_0 = 0{,}0232$ H, $C = 4\,\mu F$, d. h. für die dritte Harmonische eine induktive Reaktanz von 191,5 Ω,
3. C 22 μF, d. h. eine kapazitive Reaktanz für die dritte Harmonische von 4,8 Ω.

Dabei wurde der Kreiswiderstand durchwegs durch Einschaltung von Widerstand auf 6,25 Ω — ohne Steuerdrossel — eingestellt. Es wurde aufgenommen eine Kurve mit zwei Kippstellen, eine nur mit einer und eine ohne Kippstelle für jede Kombination. Die Kurven sind in Fig. 23 aufgetragen. Es zeigt sich, daß die Kurven ohne Kippstelle (20 Volt) in

[7]) L. Casper, K. Hubmann und J. Zenneck, l. c.

allen drei Fällen die nämlichen sind: bei den Kurven mit einer Kippstelle (40 Volt) liefern die beiden ersten Fälle vollkommen identische Kurven, während im dritten Fall — also bei rein kapazitiver Reaktanz — der Anstieg zwar dieselbe

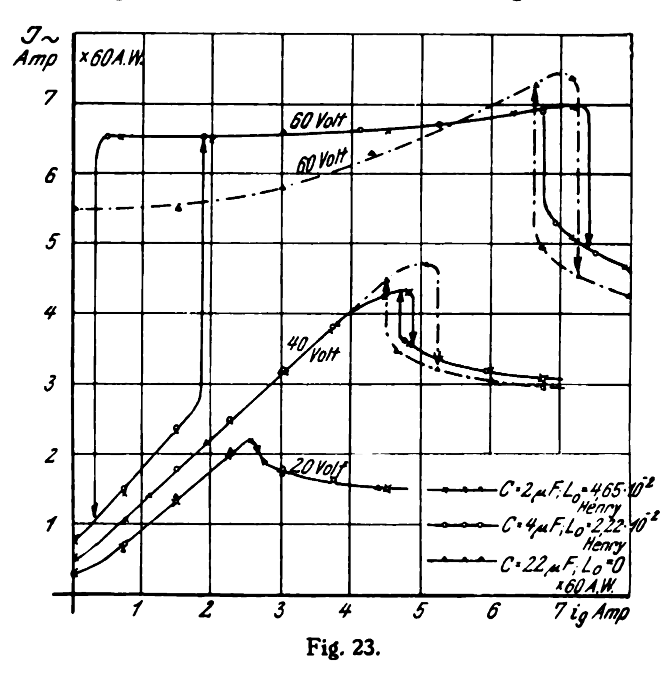


Fig. 23.

Steilheit aufweist, aber etwas verlängert erscheint und verbreiterte Sprunggrenzen hat. Bei den Kurven mit zwei Sprüngen (60 Volt) sind wieder die beiden ersten Fälle gleich, im dritten Fall jedoch zeigt die Kurve ein grundverschiedenes Verhalten. Unterscheidet man wie in der erwähnten Arbeit von L. Casper, K. Hubmann und J. Zenneck Kipp-

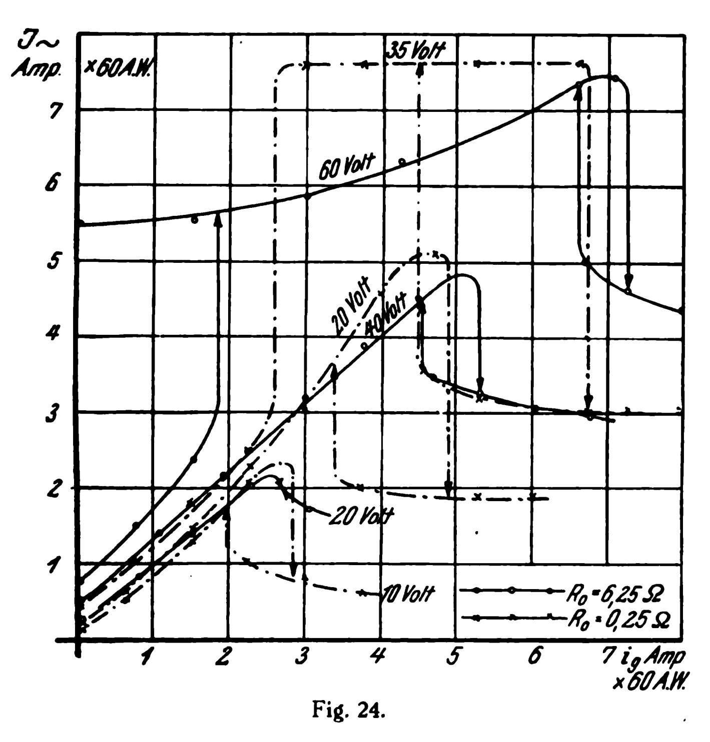


Fig. 24.

stellen erster und zweiter Art, so sind in diesem Falle die Kippstellen erster Art überhaupt verschwunden, diejenigen zweiter Art erscheinen verschoben. Die Kurven zeigen deutlich, wie durch das Auftreten von stark ausgeprägten höheren Harmonischen — darum handelt es sich tatsächlich in dem dritten Fall der reinen Kapazität — das Verhalten eines Kreises gänzlich geändert werden kann. Andererseits lassen die Kurven auch die Unabhängigkeit der Steuerkurven von der Zusammensetzung der vorgeschalteten Reaktanz erkennen, soweit ihre Impedanz für die höheren Harmonischen groß gegenüber der für die Grundharmonische ist.



Fig. 25a.

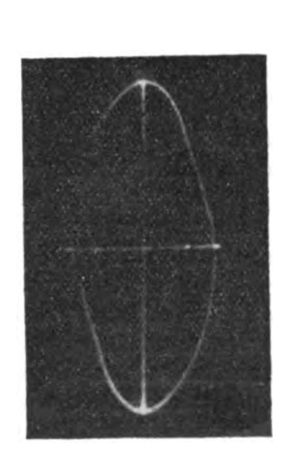


Fig. 25b.

Es wurde nun der Kreiswiderstand im Falle der reinen Kapazität ($C = 22\,\mu F$) von 6,25 Ω auf 0,25 Ω erniedrigt (Fig. 24). Der Einfluß der höheren Harmonischen macht sich schon bei viel niederen Werten der Eisensättigung bemerkbar.[8])

Dies wurde auch auf Grund folgender Aufnahmen mit der Braunschen Röhre bestätigt, bei denen die Abszisse proportional mit $\frac{di}{dt}$ und deren Ordinate proportional mit i war. Es wurden Bilder aufgenommen

1. für $\omega L_0 - \frac{1}{\omega C} = 0$ mit Fig. 25a und ohne vorgeschaltete eisenfreie Reaktanz (Fig. 25b),
2. für $\omega L_0 - \frac{1}{\omega C} = -14{,}5\,\Omega$ mit zusammengesetzter (Fig. 26a) und mit reiner kapazitiver Reaktanz (Fig. 26b).



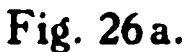


Fig. 26a.

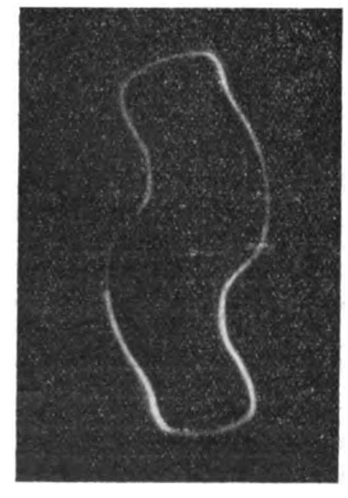


Fig. 26b.

[8]) Kleine Abweichungen, die die von L. Casper, K. Hubmann und J. Zenneck l. c. angegebenen Steuerkurven gegenüber den meinigen zeigen, sind zweifellos darauf zurückzuführen, daß bei Aufnahme der ersteren die Harmonischen verhältnismäßig stark zur Wirkung kamen (es war der Steuerdrossel nur Kapazität vorgeschaltet).

Die Bilder zeigen, daß in den Fällen ohne oder mit rein kapazitiver vorgeschalteter Reaktanz starke Harmonische auftreten, obwohl mit verhältnismäßig niedriger Sättigung gearbeitet wurde. (J_{eff} = 3,0 Amp., i_g = 4,0 Amp.) Bei den aus Induktivität und Kapazität bestehenden Reaktanzen war der Strom in beiden Fällen fast vollkommen sinusförmig.

4.

A. Faige[9]) gibt eine Schaltung an, wobei allein die Widerstandsänderung der Eisendrossel maßgebend für den Steuereffekt ist. Dabei wird der Kreis, der die Eisendrossel enthält, für einen mittleren Arbeitspunkt auf Resonanz eingestellt; die der Eisenkernspule vorgeschaltete Reaktanz ist also kapazitiv.

Für diesen Fall wurden die Steuerkurven nochmals bei verkleinerter Windungszahl aufgenommen; es waren auf der

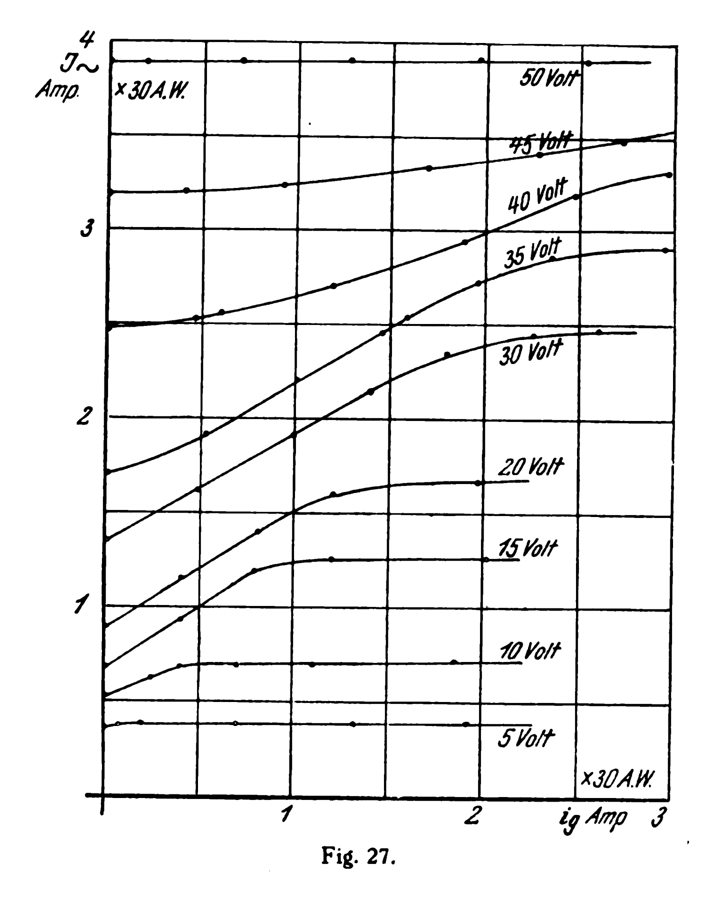


Fig. 27.

Wechselstrom- und auf der Gleichstromseite der Kerne je 30 Windungen geschaltet, die vorgeschaltete Reaktanz war — 20 Ω entsprechend einer Kapazität von $C = 4\,\mu F$ und einer Induktivität von $L = 0{,}0317$ H. Der Kreiswiderstand war so groß, daß Sprünge überhaupt nicht auftraten (Fig. 27). Die Steilheit ist bei ganz niederer und bei ganz hoher Maschinenspannung und damit bei ganz niederer und ganz hoher Eisensättigung sehr gering — die Steuerkurve artet in diesem Fall fast zu einer Parallele zur Abszissenachse aus, da der Wechselstrom vom Gleichstrom kaum mehr beeinflußt wird. Bei mittlerer Maschinenspannung ist die Steilheit infolge des hohen Kreiswiderstandes etwas flacher als bei den früher aufgenommenen Steuerkurven. Die Kurven von Fig. 27 entsprechen durchaus den von A. Faige in seiner Arbeit Fig. 14 angegebenen. Ein Vergleich mit der Schaltung, bei der die vorgeschaltete eisenfreie Reaktanz Null ist, zeigt deutlich, wie viel vorteilhaftere Steuerverhältnisse die letztere Schaltung ergibt.

Unter den Verhältnissen von Fig. 19 liefert eine Maschinenspannung von 60—70 Volt die günstigste Steuerkurve. Kleinere oder größere[10]) Spannungen ergeben kürzere lineare Steuerbereiche. Trägt man nun die Werte der Induktivität und des Verlustwiderstandes der Spule für zusammengehörige Werte von J und i_g aus Fig. 19 in Fig. 16 ein, so erhält man die Kurven von Fig. 28 und 29. Die Werte, die der günstigsten Maschinenspannung von 60—70 Volt entsprechen, sind demnach dadurch ausgezeichnet, daß sie auf oder in unmittelbarer Nähe der Maxima der Induktivität (Fig. 28) bzw. des Verlustwiderstandes (Fig. 29) und damit auch der Impedanz der Spule liegen. Sind die Steuerdrosseln vorgegeben, so wird man daraus für die Wahl der Generatorspannung den folgenden Schluß ziehen müssen: diejenige Generatorspannung ist für die Steuerung am günstigsten, für die bei abgeschaltetem Gleich- oder allgemein Steuerstrom der Eisenkern so weit gesättigt ist, daß die Induktivität der Eisendrossel kurz vor ihrem Maximalwert liegt.

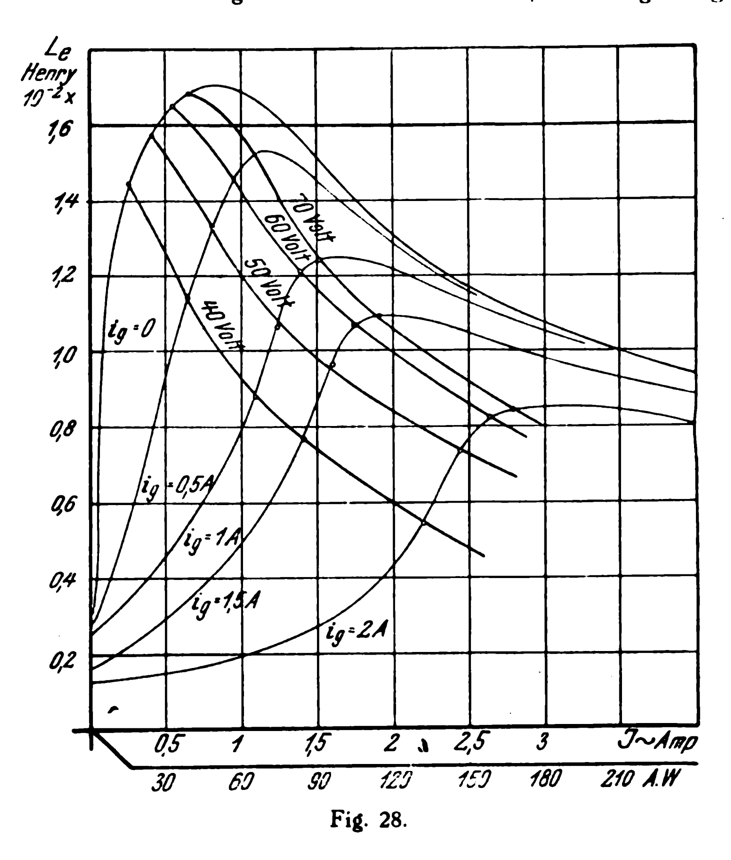


Fig. 28.

Ist umgekehrt die Generatorspannung vorgegeben, so folgt eine entsprechende Bedingung für die Windungszahl der Drossel bei einem bestimmten Eisenkern.

Dies gilt nicht nur für die Werte, die denjenigen Steuerkurven entnommen sind, bei denen die vorgeschaltete Reaktanz Null ist, sondern allgemein für alle vorgeschalteten Reaktanzen. Das zeigt, daß die Steilheit eine Materialeigenschaft des Eisenkerns ist, die davon abhängt, wie stark Induktivität und Verlustwiderstand von der Gleichstromüberlagerung beeinflußt werden. Dabei soll nochmals bemerkt werden, daß definierte Verhältnisse für alle diese Größen nur bei sinusförmigem Strom zu erhalten sind.

[9]) A. Faige, l. c.

[10]) Daß größere Spannungen ebenfalls ungünstig sind, ist nach dem Verhältnis der Kurve für 70 Volt zu derjenigen für 60 Volt zu erwarten.

5.

Wie schon früher betont wurde, ist die Steilheit der Steuerkurven auf den linearen Teilen derselben, jedenfalls in erster Annäherung, unabhängig von der der Eisendrossel vorgeschalteten Reaktanz. Sie ist vielmehr eine Materialeigen-

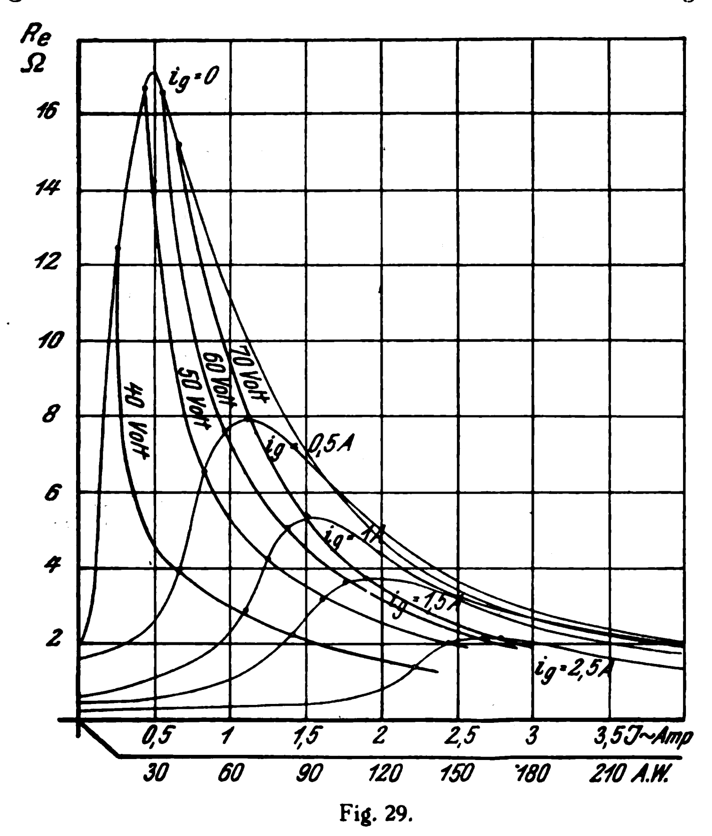


Fig. 29.

schaft des Eisenkerns, die davon abhängt, in welcher Weise die Induktivität und der Verlustwiderstand der Drossel von der Gleichtromüberlagerung beeinflußt werden.

Wie groß man bei vorgegebenem Eisenmaterial — unter Beobachtung der in 4. besprochenen Bedingung — die Induktivität [11]) der Drossel zu wählen hat, ist — wenn die der Drossel vorgeschaltete Reaktanz Null ist — wesentlich bestimmt durch die Größe des Widerstandes und damit durch die Belastung des Kreises: die Impedanz der Drossel [11]) muß groß sein gegen diesen Widerstand.

Dies wird an den Fig. 30 und 31 klar. Es wurden für die Anordnung, bei der die vorgeschaltete Reaktanz Null ist, für eine Generatorspannung von 60 Volt Steuerkurven aufgenommen für 4, 6, 8 und 12 Ω (Fig. 30). Dabei war die Schaltung dieselbe wie bei der Aufnahme der früheren Steuerkurven, nur enthielt der Kreis noch einen Schieberwiderstand; die Widerstandswerte wurden bei kurz geschlossen Eisendrosseln im Resonanzpunkt der eisenfreien Reaktanz durch Strom- und Spannungsmessung eingestellt. Die Kurven fallen mit Ausnahme der Kurve für $R_0 = 12\ \Omega$ in ihren Anfangswerten zusammen und verlaufen bis zu Werten hoher Sättigung gleich steil. Das Abflachen beginnt, wie erwartet, mit wachsendem R_0 bei immer früheren Werten der Gleichstromüberlagerung. Für einen Ohmschen Widerstand $R_0 = 12\ \Omega$ zeigen sich die verwendeten Drosseln als unbrauchbar, falls z. B. der Wechselstrom von 60 auf 300 Amperewindungen gesteuert werden soll.

Es wurden nun die verwendeten Eisenkerne durch zwei andere ersetzt mit den gleichen Windungszahlen, aus demselben Material, aber mit doppeltem Eisenquerschnitt und bei der doppelten Generatorspannung die Steuerkurven für 6, 12 und 18 Ω aufgenommen (Fig. 31). Bei $R_0 = 12\ \Omega$

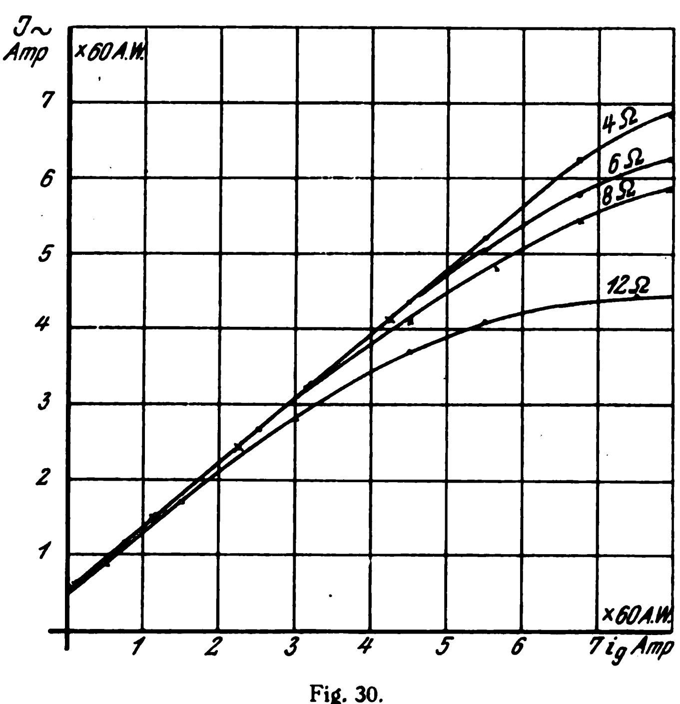


Fig. 30.

kann in diesem Fall die Anordnung sogar bis 400 Amperewindungen benutzt werden. Bei $R_0 = 6\ \Omega$ zeigt die aufgenommene Steuerkurve bei den hier gemessenen Werten

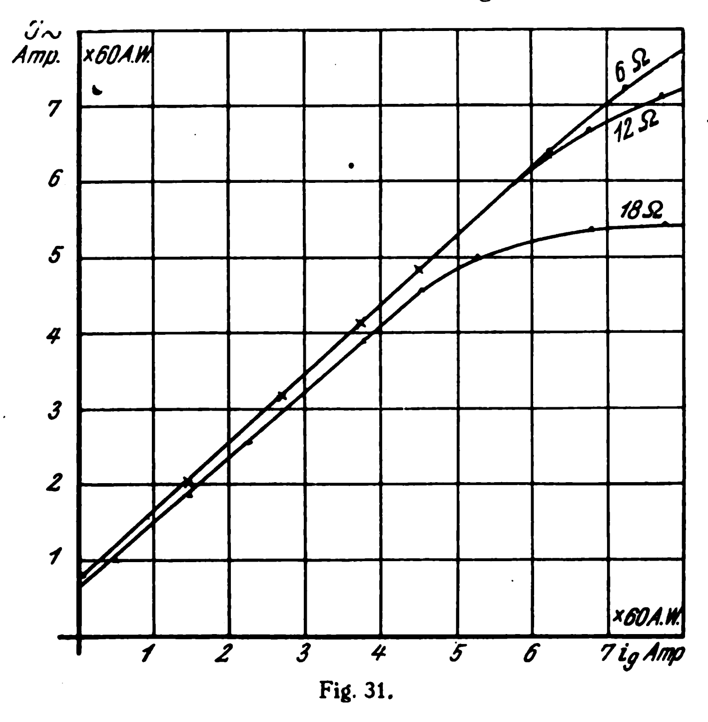


Fig. 31.

noch nicht die geringste Abflachung und bei $R_0 = 18\ \Omega$ ist die Steuerkurve immer noch günstiger als bei den zuerst verwendeten Kernen mit $R_0 = 12\ \Omega$

Zusammenfassung.

I. Es werden die drei gebräuchlichsten Anordnungen von Steuerdrosseln, zwei Einzelspulen mit asymmetrischer, zwei Einzelspulen mit symmetrischer Überlagerung des Steuerstroms und eine Drossel mit dreischenkligem Eisenkern in

[11]) Z. B. bei der Sättigung, bei der sie einen Maximalwert besitzt.



ihrer Wirkung miteinander verglichen und zur Bestätigung der theoretischen Ableitungen Spannungsbilder mit der Braunschen Röhre aufgenommen.

II. Es wurde eine neue Methode zur Messung von Induktivität und Verlustwiderstand von Eisenkernspulen entwickelt. Sie ist im Gegensatz zu den bisherigen eine Nullmethode, die mit größter Genauigkeit auch bequemste Einstellung verbindet. Die Messungen ergaben für Induktivität und Verlustwiderstand in der symmetrischen und asymmetrischen Schaltung der Einzelkerne keinen, zwischen diesen beiden Schaltungen und dem dreischenkligen Kern nur einen unwesentlichen Unterschied in Übereinstimmung mit den Ableitungen des ersten Teils.

III. Für den Fall, daß die Steuerdrossel zu Modulationszwecken verwendet und in einen Wechselstromkreis eingeschaltet werden soll, dessen Strom durch den der Drossel überlagerten Steuerstrom moduliert wird, ergaben die Messungen das Folgende:

a) Damit die Änderungen des Wechselstroms in einem möglichst weiten Bereich dem Steuerstrom proportional werden, ist die Reaktanz des Kreises ohne Drossel auf Null einzustellen, d. h. der Kreis ohne Drossel und nicht etwa der Gesamtkreis mit Drossel auf Resonanz mit der Generatorfrequenz zu bringen.

b) Damit der Strom im Kreis trotz der Eisendrossel möglichst sinusförmig bleibt, soll die Induktanz und — da die Reaktenz nach a) Null sein soll — auch die Kondensanz des Kreises ohne Drossel möglichst groß sein. [12]

c) Bei einer vorgegebenen Eisendrossel ist die Generatorspannung so hoch zu wählen, daß bei abgeschaltetem Steuerstrom der Eisenkern der Drossel zu derjenigen Sättigung gebracht wird, bei der ihre Induktivität kurz vor ihrem Maximalwert liegt. Bei einer gegebenen Generatorspannung folgt eine entsprechende Bedingung für die Windungszahl, die für einen bestimmten Eisenkern zu wählen ist.

d) Für den Absolutwert der Induktivität [13]) einer Steuerdrossel ist bei Erfüllung der Bedingung a) maßgebend der Widerstand des Kreises, den die Drossel steuern soll: die Impedanz der Drossel muß groß sein gegen diesen Widerstand, wenn günstige Steuerverhältnisse erzielt werden sollen.

München, Physikalisches Institut der Techn. Hochschule. [14])

(Eingegangen am 27. September 1926.)

[12]) Ein aperiodischer Kreis, dessen Reaktanz mit Rücksicht auf a) möglichst klein gewählt wird, scheidet also aus.

[13]) Z. B. bei der AWZ., bei der sie ein Maximum ist.

[14]) Die Arbeit wurde zum Teil ausgeführt mit Apparaten und Material, das dem Institut früher von der Helmholtz-Gesellschaft und der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft zur Verfügung gestellt worden war. Auch von meiner Seite sei für die Bewilligung derselben gedankt.

Über piezo-elektrische Kristalle bei Hochfrequenz.[1])

Von **A. Meißner** (Telefunken).

Die piezoelektrischen Kristalle wurden zuerst von Cady[2]) in die Technik eingeführt, und zwar sowohl zur Kontrolle der Hochfrequenzschwingungen, als auch zur Erzeugung von Schwingungen, zur Steuerung von Sendern [3]). Als piezoelektrische Körper werden in der Technik hauptsächlich Quarzplatten verwendet, geschnitten parallel der optischen Achse und senkrecht auf eine der elektrischen Achsen. Die Platte (Fig. 1) hat entsprechend ihren drei Dimensionen drei mechanische Eigenschwingungen. Erregt man die Platte durch Hochfrequenzschwingungen (Elektroden auf den Flächen *a b c d* und *e f g h*), so treten zwei der mechanischen Eigenschwingungen als elektrische Eigenschwingungen besonders hervor, und zwar die Dickenschwingung entsprechend δ und die Längsschwingung entsprechend l.

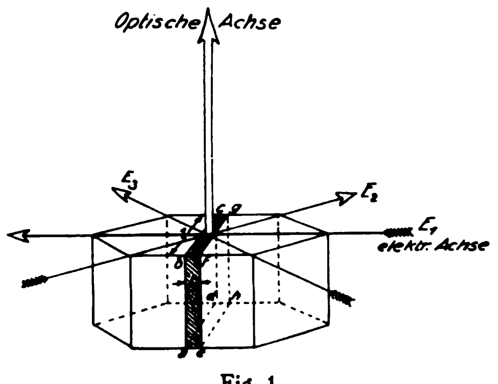


Fig. 1.
Orientierung der Quarzplatte.

Die erste technische Anwendung der Quarzkristalle war ihre Verwendung zur Wellenkontrolle. Es sind hier eine große Zahl von Schaltungen und Anordnungen angegeben worden. Eine sehr interessante Anwendung ist die von Herrn Giebe: die Ausnützung des am hochfrequent erregten Kristall auftretenden Glimmlichtes als Leuchteffekt im Vakuum.

Um das Einstellen auf beliebige Wellen so einfach wie möglich und den Leuchteffekt bei Kristallresonanz so intensiv wie möglich zu machen, wurde die Wellenkontrolle in der Art versucht, daß man dem Kristall nur die Funktion des Schwingens bei bester Ausnützung gab und das Leuchten einer getrennten, vom Kristall nur gesteuerten Lichtquelle zuteilte. Fig. 2 zeigt die Anordnung. *A* ist ein von der zu kontrollierenden Welle erregter Kreis. Parallel zum

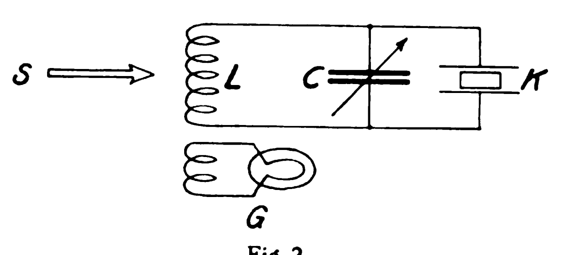


Fig. 2.
Wellenkontrolle durch Glühlampe.

[1]) Auszug aus dem Vortrag bei der 89. Versammlung der Gesellschaft Deutscher Naturforscher und Ärzte in Düsseldorf im September 1926.

[2]) U. S. A. Patent Nr. 1450246 (Wellenkontrolle); U. S. A. Patent Nr. 1472583 (Schwingungserzeugung).

[3]) Literatur: s. die Zusammenfassung Scheibe, ds. Jahrbuch 28, S. 15, 1926.



Abstimmkondensator C liegt der Kristall. Mit dem Kreis gekoppelt ist eine kleine Glühlampe (G). Bei roher Abstimmung des Kreises A durch den Kondensator C leuchtet die Lampe. Wird die Welle des zu kontrollierenden Senders genau auf die Kristallresonanz gebracht, so entzieht der Kristall dem Kreis A so viel Energie bzw. verstimmt ihn so, daß die Lampe verdunkelt. Die Glühlampe ist hier ein viel stärkerer Leuchtindikator als der selbstleuchtende Kristall. Außerdem ist die Einstellung der Kristallresonanz durch Verdunkelung des Indikators schärfer als bei der Methode des Einstellens auf hellstes Leuchten. Das Einstellen von dunkel nach hell ist gewissermaßen eine Minimumsmethode. Man kommt mit dieser Methode auf ganz erstaunliche Zahlen in bezug auf die Einstellgenauigkeiten, auf $^1/_{100\,000}$ und mehr [4]). Solche Einstellschärfen sind aber nicht das, was für die Technik das Wichtigste ist. Sie sind hier nur hinderlich. Für die Weiterentwicklung der Kristalltechnik mußte zunächst eine Methode zur Untersuchung der Kristalle geschaffen werden, eine Methode, die uns das Aufnehmen der Resonanzkurve der Kristalle gestattet. Figur 3 zeigt eine Schaltung hierfür nach

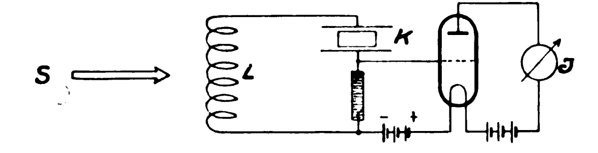


Fig. 3.
Wellenkontrolle durch Röhren.

Dr. Heegner. Es wird eine Verstärkerröhre verwendet. Auf L induziert der Sender. Wird der Kristall K in Resonanz erregt, so zeigt das Instrument I im Anodenkreis einen Ausschlag. Bei Veränderung der Frequenz des Senders erhalten wir im Instrument I die Stromwerte der Resonanzkurve.

Eine noch einfachere Anordnung ergab sich durch Kombination eines Kristalls mit einem Detektor, z. B. entsprechend Fig. 4, wobei der Kristall einen Teil seiner

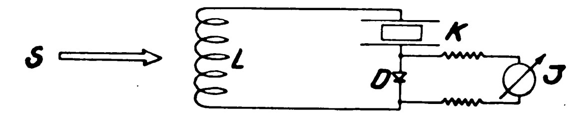


Fig. 4.
Wellenkontrolle durch Detektor.

Schwingungsenergie an den Detektor abgibt. Der Sender S wirkt auf die Spule L. Wird die Frequenz von S geändert, so zeigt das Instrument I die Stromwerte der Resonanzkurve an. Bei Resonanz gibt der Kristall dem Detektor maximale Energie [5]). Die Aufnahme der Resonanzkurve in dieser Art zeigte uns zum ersten Male einen Weg, einwandsfreie Werte für die Dämpfung der Kristallkörper zu erhalten, sowie alle mechanischen und elektrischen Einflüsse auf die Kristallschwingungen zu untersuchen. Kurve 1 (Fig. 5) gibt die Resonanzkurve der Dickenschwingung, Kurve 2 der Längsschwingung. Die Dämpfung des Kristalls in der Dickenschwingung ist $\delta = 0{,}000{,}04$ ($\lambda = 500$ m); die Dämpfung in der Längsschwingung $\delta = 0{,}000{,}12$.

Wir konnten jetzt auch Mittel finden, die Resonanzkurve der Kristalle zu verändern. Der Kristall läßt sich sowohl mechanisch wie elektrisch dämpfen. Die Dämpfung läßt sich auf den 10—20fachen Wert erhöhen.

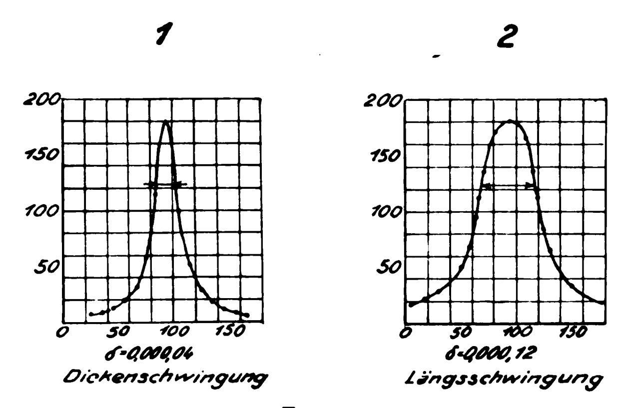


Fig. 5.
Dämpfung der Kristalle.

Es ergaben sich noch andere Methoden zum Nachweis und zur Demonstration der Kristallresonanzen. Fig. 6 zeigt

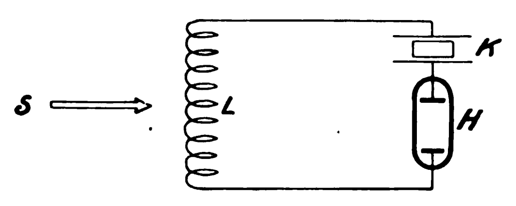


Fig. 6.
Wellenkontrolle durch Glimmlampe.

eine solche. Hier ist mit dem Kristall — eine einfache Quarzplatte in Luft zwischen 2 Elektroden — eine Leuchtröhre verbunden. Die Leuchtröhre liegt außerhalb des Kristalls. In der Figur liegt sie in Serie mit dem Kristall. Wird der Kristall erregt, so gibt er seine Energie an die Leuchtröhre ab. Im Resonanzmaximum leuchtet die Röhre hell auf [6]).

Die Vorzüge einer Wellenkontrolle in dieser Art sind:

1. Der Kristall kann, da er ein System für sich ist, leicht auf jede beliebige Welle gebracht werden.
2. Der Kristall läßt sich dämpfen. Es kann also zu große Resonanzschärfe vermieden werden.
3. Der Kristall schwingt in seiner günstigsten Ausnützung und günstigsten Erregung.
4. Die Resonanzindikation erfolgt durch starke Glimmröhren, größerer Lichtquellen.

Die Frage der Wellenkontrolle scheint so für die Technik zunächst ausreichend gelöst. Wir müssen uns nun aber fragen, ob denn überhaupt die Kontrolle des Senders durch einen Wellenstandard, z. B. einen Quarzkristall, für die Technik die beste Lösung ist. Alle diese Kontrollverfahren sind reichlich umständlich. Immer muß zuerst mit dem Sender hin- und herjongliert werden, bis man endlich auf die meist überscharfe Kristallresonanz trifft. Ein solches Verfahren ist für das Personal, mit dem wir in der Technik zu rechnen haben, oft zu schwierig. Die zweckmäßigere Lösung ist, von vornherein die Frequenz des Schwingungserzeugers durch ein Kristall festzulegen, den Kristall als Steuerorgan und Taktgeber für den Sender zu benutzen, so daß es für den Sender unmöglich ist, in einer anderen Frequenz als in der des Kristall-Frequenz-Normales

[4]) s. Scheibe l. c.

[5]) Kleine etwas störende Dauerausschläge des Detektors bei Wellen unter 500 m können durch einfache Mittel beseitigt werden.

[6]) Es ist darauf zu achten, daß die Kapazität der Kristallfassungen nicht zu groß ist.

zu schwingen. Wir müssen den Kristall als Oszillator verwenden — Fig. 7 rechts zeigt eine der älteren Schaltungen. Der Kristall liegt parallel am Gitter einer Verstärkerröhre, überbrückt durch einen Widerstand oder eine Drossel; in der Anodenleitung befindet sich ein abgestimmter Kreis. Die Schaltung ist nur zu brauchen für die Dickenschwingungen der Kristalle. Die Grenzen sind hier

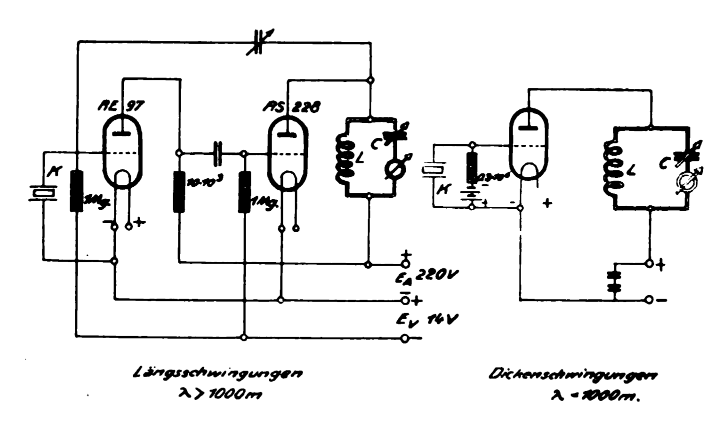


Fig. 7.
Quarzoszillator.

nach den kürzeren Wellen Kristallplatten von etwa 1 mm Dicke ($\lambda = \infty$ 100 m); nach oben aus praktischen Gründen Platten nicht über 1 cm Dicke ($\lambda = \infty$ 1000 m). Für kürzeste Wellen wird mit dem 1 mm Kristall gearbeitet und eine Oberschwingung ausgesondert. Für Wellen über 1000 m kommen die Längsschwingungen der Kristalle in Betracht. Die Schaltung zur Schwingungserzeugung mit diesen ist die von Dr. Heegner mit 2 Röhren (Fig. 7 links). Der Kristall liegt an der ersten Röhre, der Kreis an der zweiten. Eine kapazitive Rückkopplung greift vom Kreis nach dem Kristall herüber. Die Photographien (Fig. 8)

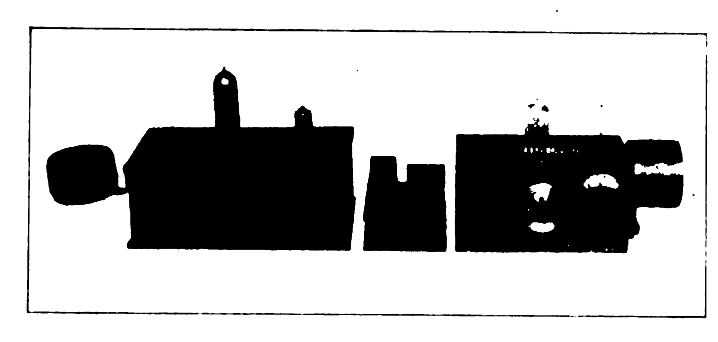


Fig. 8.
Prüfsender mit Kristallsteuerung.
Links: für Längsschwingung λ = 1000 m.
Rechts: für Dickenschwingung λ = 100—1000 m.
Mitte: Kristalle zum Auswechseln.

zeigen zwei kleine Prüf- und Meßsender für 1 bis 3 W. (an 220 bis 440 V. geschaltet), Wellenbereich von 100 bis über 8000 m. Diese kleinen Sender werden wohl in Zukunft in keinem Prüffeld als Wellennormale fehlen. Der Kasten rechts ist für 100 bis 1000 m mit einem Rohr, der linke Kasten für Wellen über 1000 m und arbeitet mit 2 Röhren. Der Kristall selbst liegt zwischen 2 Metallflächen, die durch einen Hartgummirahmen in entsprechendem Abstand gehalten werden. Der Kristall für die gewünschte Welle wird in die zwei Buchsen links bzw. rechts am Kasten gesteckt, der Kondensator auf den einmal geeichten Wert eingestellt und an dem Ausschlag des Amperemeters in dem in der Anode liegenden Schwingungskreis sieht man, daß sofort nach dem Einschalten der Kristall schwingt.

Bei der Dickenschwingung erhält man beim Drehen des Kondensators C_1, von 0^0 an beginnend, eine Intensitätskurve entsprechend Fig. 8a. In dem Bereich AB ist die

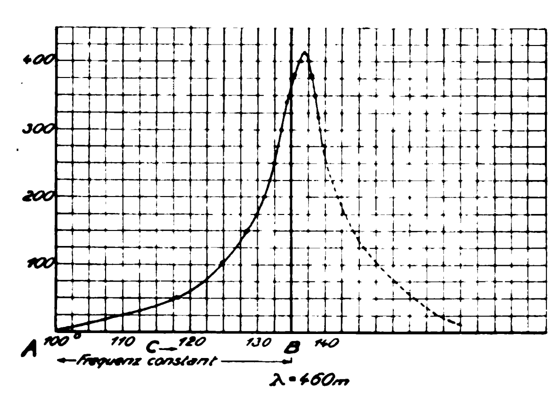


Fig. 8a.
Frequenzkonstanz bei der Dickenschwingung.

Welle nur durch die Kristallfrequenz gegeben. Außerhalb des Bereiches beeiflussen die Konstanten des Kreises LC etwas die Frequenz. Bei der Längsschwingung ist über den ganzen Kondensatorbereich, in welchem Schwingungen vorhanden sind, die Unabhhängigkeit der Frequenz von den Konstanten des Kreises gewahrt.

Die Kristallsteuerung ist heute überall dort, wo es sich um genaueste Einhaltung der Senderfrequenz handelt, die technische Lösung. Sie ist daher besonders wichtig bei den kurzen Wellen. Fig. 9 zeigt die Anordnung für die beiden

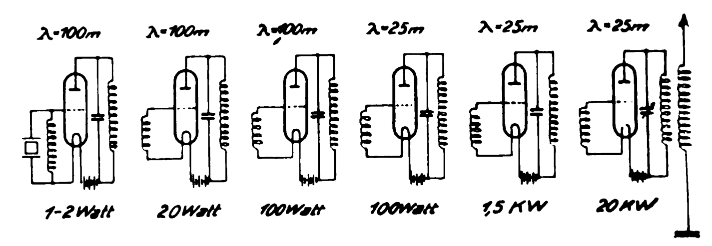


Fig. 9.
Kristallsteuerung für λ = 25 m.

Kurzwellensender in Nauen, für die Wellen von 25 und 40 m. Der Kristall schwingt in einer Welle von 100 m. Die Energie wird verstärkt durch 2 Röhren bis auf etwa 100 W, wird dann vervierfacht und durch weitere 3 Röhren verstärkt. Die Endenergie in der Antenne ist 10 kW. Auch für die Rundfunksender kommt die Kristallsteuerung in Betracht. In Amerika laufen heute eine ganze Reihe von Rundfunksendern mit Kristall. Unsere Anordnungen hierfür sind bis auf die Frequenzsteigerung identisch mit derjenigen der Fig. 9. Die Verstärkerstufen hinter der Kristallröhre sind 5 W, dann 75 W, 500 W, in der Antenne 3 kW.

Mit dem Kristallsender wurde auch versucht, das heute in der Rundfunktechnik aktuelle Problem des Einwellenrundfunks zu lösen. Die Lösung besteht hier darin, daß man zwei voneinander entfernten Sendern 2 auf ganz genau gleiche Welle, d. h. genau gleiche Dicke abgeschliffene Steuerkristalle gibt. Bei den Versuchen ergab sich, daß eine unverhältnismäßig hohe Wellengleichheit erforderlich ist. Die beiden Sender dürfen um keine 5—10 Perioden pro sec. voneinander abweichen, d. h. ihre Frequenz muß ungefähr auf 10^{-5} bis 10^{-6} genau sein. Durch mechanische Mittel, durch Abschleifen, läßt sich natürlich eine solche

Genauigkeit nicht erreichen. Die Aufgabe wurde elektrisch gelöst. Es wird die Kopplung zwischen dem Kristall und dem hinter der Senderöhre liegenden Kreis variabel gemacht. Das Kristall bedeutet in der Schaltung Fig. 10 elektrisch

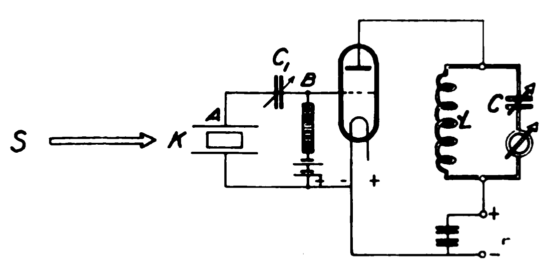


Fig. 10.
Wellenänderung durch C_1.

nichts anderes als einen abgestimmten Kreis, und dieser Kristallkreis ist mit dem Kreise des Röhrensystems LC durch die Röhre elektrisch gekoppelt. Durch Veränderung der Kopplung zwischen Kristall und Kreis läßt sich in einem solchen System in einem kleinen Bereich die selbsterregte Eigenschwingung ändern. Diese Kopplungsänderung erfolgt hier durch einen kleinen veränderlichen Kondensator C_1 in der Leitung AB. Durch Veränderung von C_1 von 4 cm bis 40 cm ändert sich die Frequenz ($\lambda = 500$ m) um 60 Hertz. Die veränderliche Kapazität kann ersetzt werden durch die Kapazität der Elektroden. Durch Veränderung des Elektrodenabstandes, durch Heben der einen Elektrode des Kristalls, ändert sich die Frequenz etwa um 150 Hertz.

Eine weitere Möglichkeit, die Kristallfrequenz zu ändern, besteht darin, die Temperatur des Kristalls zu steigern. Erhöht man die Temperatur des Kristalls durch Erhitzen in einem Heizkasten um 10°, so sinkt die Frequenz von 600 000 Hertz um etwa 60 Hertz [7]).

Ob nun bei einem derartigen Kristall-Gleichwellenrundfunk erreicht werden kann, daß die beiden Sender ohne mühselige Kontrolle auch ganz genau ihre Welle auf die Dauer halten können, muß uns erst die Erfahrung zeigen.

Bei der Untersuchung der hochfrequent erregten Quarzkristalle hat sich eine eigenartige Erscheinung ergeben. Wird ein Kristall, welcher in der optischen Achse länger ist als man es meist für die Schwingungserzeugung benötigt, also z. B. ein Kristall von den Dimensionen 5 mm (optische Achse), 1,5 mm (elektrische Achse), 3 mm (senkrecht zur optischen und elektrischen Achse), durch Hochfrequenz auf seine stärkste Resonanzschwingung gebracht, so beobachtet man an ihm meistens kleine Bewegungen. Führt man den Kristall etwas, so fängt er an zu rotieren und rotiert bald mit hoher Geschwindigkeit. Der Versuch endet meist damit, daß der Kristall aus den beiden Elektroden herausgeschleudert wird und oft ½ m weit wegfliegt. Diese Kristallrotation beruht nun auf zwei neuartigen Erscheinungen, einem rein akustischen Vorgang und einer kristallinen Anomalie in der Richtung der optischen Achse. Die am Kristall auftretenden akustischen Erscheinungen zeigen sich sehr augenfällig an einem längsschwingenden Kristall von den Dimensionen 28 × 13 × 5 mm. Er wird in seiner stärksten Eigenschwingung ($\lambda = 3080$ m) erregt. In dem Moment, in dem er in den Schwingungszustand kommt, treten an beiden Seitenflächen (Fig. 11) des Kristalls sehr starke Luftströmungen auf. Streuen wir Bärlappsamen in die Nähe der Flächen, so wird er sofort weggeschleudert. Eine Kerzenflamme wird ausgelöscht; ein Windrad in den Luftstrom eingeführt, rotiert. Fig. 11a zeigt die Ausdehnung dieser sehr intensiven Strömungen um den

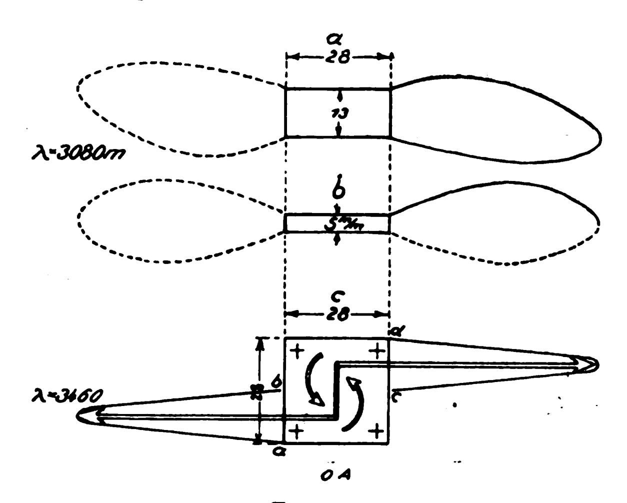


Fig. 11.
Luftströmungen am Kristall.

Kristall in der Horizontalen, und Fig. 11b in der vertikalen Richtung [8]). Die Bregrenzung der Strömungen an den Seiten ist ganz scharf.

Die Erklärung dieser Luftströmungen müssen wir in den hochfrequenten akustischen Einwirkungen des Kristalls auf die Luft suchen. Der Kristall schwingt hier wie ein longitudinaler Stab, d. h. von seinen Endflächen gehen Schallwellen aus. An sich werden durch die Schallwellen, auch bei hohen Frequenzen, in der Nähe des schwingenden Körpers natürlich keine Luftströmungen hervorgerufen. Es entstehen durch die Schallwellen nur gleichwertige Verdichtungen und Verdünnungen. Treten hier Luftströmungen auf, so müssen wir ihr Entstehen irgendwelchen anomalen Verhältnissen zuschreiben. Anomal sind hier die unververhältnismäßig kleinen Dimensionen unseres, trotz dieser kleinen Dimensionen sehr intensiven Schallgebers. Seine Flächen haben die Dimensionen 13 × 5 mm. Bei der Verdichtung werden von den kleinen Kristallflächen die Luftteilchen senkrecht oder etwas schräg nach außen weggestoßen. Bei Rückgang der Flächen, bei der Verdünnung, sollten nun dieselben Luftteilchen die Rückbewegung machen, so daß Verdünnung gleich Verdichtung ist. Da die Flächen hier aber klein sind, ihr Umfang dabei aber verhältnismäßig groß ist, so können in die Verdünnung von allen Seiten Luftteilchen einströmen. Beim nächsten Stoß werden so außer den früheren auch neue Luftteilchen, die in die Verdünnung zusätzlich eingeströmt sind, in Bewegung gesetzt. Die Verdichtung und Verdünnung sind somit nicht mehr gleichwertig. Wegen der Häufigkeit der Verdichtungen gewinnt man den Eindruck eines kontinuierlichen Luftstromes [9]).

Durch diese Luftströmungen und die damit verbundenen Reaktionskräfte kann der Kristall natürlich nicht in Ro-

[7]) Die Frequenzänderungen bei Temperaturänderungen sind angenähert bei

20° auf 30° — 60 Hertz
50° „ 60° — 90 „
70° „ 80° — 200 „
90° „ 100° — 50 „

[8]) Die ausgezogenen Kurven sind gemessen, die gestrichelten ergänzt.

[9]) Über Ponderomotorische Wirkungen von Schallwellen siehe Nesen, Annalen d. Phys. 30, S. 441, 1887; Davis, Soll Journal 1902, S. 129.



tation kommen. Die durch die Strömungen hervorgerufenen Kräfte heben sich an dem Kristall auf. Für die Rotation brauchten wir ein Drehmoment. Wir erhalten es durch eine kristalline Anomalie in Richtung der optischen Achse. Verlängern wir den Kristall in der optischen Achse (Fig. 11c) — ist er statt 13 mm in der optischen Achse jetzt 28 mm breit —, so finden wir einerseits die Luftströmungen nicht mehr über die ganzen Seitenflächen, sondern nur über die Hälfte der Seite verteilt, andererseits liegen sie nicht mehr symmetrisch. Der Luftstrom an der rechten Seite setzt rechts oben, derjenige an der linken Seite links unten an der Seitenfläche an. Die Lage dieser Ansatzstellen des Luftstromes, der Schallerregung, ist aber immer eindeutig dieselbe bei demselben Kristall.

Durch eine solche Unsymmetrie der Luftströmung wird auf den ganzen Kristall ein Drehmoment ausgeübt. Er kommt, im Sinne des Pfeiles, wie ein Seegnersches Wasserrad in Rotation. Drehen wir die Kristallplatte um, so rotiert sie im umgekehrten Sinne, da die Luftströmungen hier an die Flächen *a b* und *c d* gebunden sind.

Die Rotation des Kristalls kann man dazu benutzen, einen kleinen Kristallmotor zu bauen. Fig. 12 zeigt eine

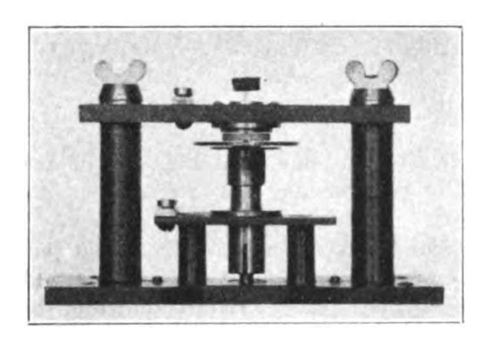


Fig 12.
Hochfrequenz-Motor mit Quarzkristall.

Ausführung. Der Kristall ($10 \times 10 \times 1{,}5$ mm, $\lambda = 1200$ m) ist am Herausschleudern verhindert durch eine kleine, in seiner Mitte befestigte Achse. Sie ist nach außen geführt und trägt eine kleine Scheibe zur besseren Beobachtung der Rotation. Sowie die Hochfrequenz eingeschaltet wird, fängt die Kristallplatte an zu rotieren. Wird ausgeschaltet, bleibt sie stehen.

Es wurde nun untersucht, ob die elektrisch akustischen Anomalien in der Richtung der optischen Achse in irgendwelchem Zusammenhang stehen mit den optischen Eigentümlichkeiten des Quarzes. Untersucht wurden zunächst zwei gleichartige Platten aus optisch rechts- und linksdrehendem Quarzkristall ($28 \times 28 \times 5$ mm — Fig. 13b und d). Die elektrische Polarität dieser Platten, ihre elektrische Achse, wurde bestimmt durch Erhitzen der Platte auf etwa 80° und Bestäuben mit Mennige und Schwefelpulver bei der Abkühlung. Werden die Platten beide mit ihrer negativen Seite nach oben zwischen zwei Elektroden in ihrer stärksten Längseigenschwingung ($\lambda = 3430$ m) erregt, so treten an ihnen Luftströmungen entsprechend Fig. 13b und d auf, und zwar sind in der Richtung der elektrischen Achse auf die negativen Flächen gesehen, die Drehmomente der Luftströmungen an dem optisch rechtsdrehenden Kristall

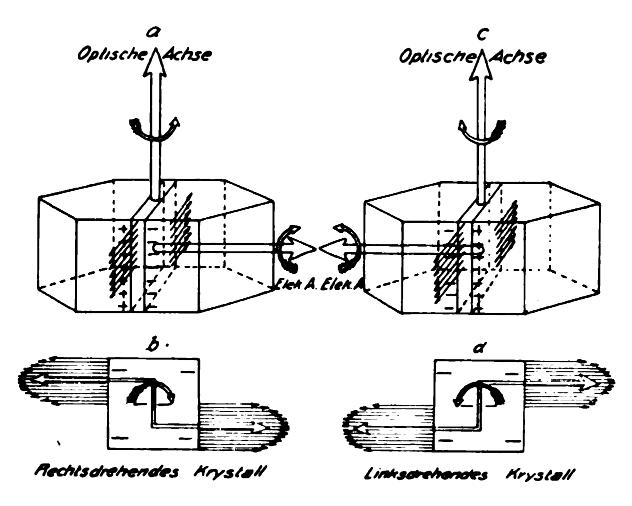


Fig. 13.
Rechts und links drehende Kristalle.

im Sinne einer räumlichen Rechtsdrehung, bei dem optisch linksdrehenden Kristall im Sinne einer räumlichen Linksdrehung. Der optisch rechtsdrehende Kristall dreht sich mechanisch rechts um die elektrische Achse herum, der optisch linksdrehende dreht sich mechanisch links um die elektrische Achse herum. Wir können also ohne jede optische Untersuchung aus rein elektrischen und akustischen Beobachtungen eindeutig den Sinn des optischen Drehvermögens eines Quarzkristalls erkennen [10]).

Zusammenfassung!

Es wird ein Verfahren zur Aufnahme der Resonanzkurven des Quarzes, sowie ein neues Verfahren zur Wellenkontrolle beschrieben. Der Kristall liegt in Serie mit einer Heliumröhre und gibt bei Resonanz seine Energie an diese ab. Ferner wird der Quarzkristall als Schwingungserzeuger behandelt, insbesondere für die Steuerung der Sender mit kürzester Welle. — An in der optischen Achse breiteren Kristallplatten treten Unsymmetrien, Luftströmungen und Drehmomente auf. Die Untersuchung derselben führte zur Konstruktion eines kleinen Kristallmotors. Es wurden die Zusammenhänge zwischen dem optischen und dem mechanischen Drehsinn einer Quarzplatte festgestellt; dem optischen Drehsinn entspricht ein gleicher mechanischer.

(Eingegangen am 1. 10. 1926.)

[10]) Diese Beobachtungen wurden dazu benutzt, ein Modell des Kristallgitters für Quarz herzustellen, worüber an anderer Stelle berichtet wird.

Strahlungsuntersuchungen an Horizontalantennen,
die in einer höheren Harmonischen erregt sind.

Von **Gerhard Grimsen.***)

Inhalt.

I.

Die praktische Bedeutung von Sendeantennen mit Richtwirkung ist mehrfach begründet. Derartige Antennen finden vor allem infolge der mit dem Anwachsen des Funkverkehrs zunehmenden Knappheit an unbesetzten Wellenlängen eine gesteigerte Beachtung, da sie ein ungestörtes Arbeiten mehrerer Sender auf derselben Welle ermöglichen.

Die Erzielung einer Richtwirkung bei Sendeantennen erfolgt prinzipiell durch das Zusammenwirken mehrerer räumlich getrennter Oszillatoren mit bestimmten Phasenverschiebungen ihrer Schwingungen. Dabei können die einzelnen Oszillatoren entweder sämtlich direkt von der Hochfrequenzquelle aus erregt werden oder indirekt von einer direkt erregten Hauptantenne aus (Hertzsche Spiegelanordnung).

Sendeantennen mit Richtwirkung wurden vorgeschlagen von S. G. Brown[1], A. Blondel[2], F. Braun[3] und J. Zenneck[4]. Brauchbare Ergebnisse sind nur mit solchen Anordnungen erreicht worden, die mit der experimentell sicher herzustellenden Phasenverschiebung von $\varphi = 180^{\circ}$ arbeiten (F. Kiebitz[5][6][7], E. Bellini und A. Tosi[8][9][10][11]). Die vielumstrittene Richtwirkung der Marconi-Antenne[12], die von K. E. F. Schmidt[13][14], J. Zenneck[15] und in neuester Zeit von W. Reiß[16] untersucht worden ist, kann durch andere Faktoren hervorgerufen werden, wie die Versuche von K. E. F. Schmidt[14] mit einseitig ausgespannten Erdnetzen und die Deutungen von K. Uller[17] zeigen.

Die von F. Kiebitz[7][18] mit sogenannten Erd- und Horizontalantennenpaaren erzielten Richtwirkungen bei Sende- und Empfangsversuchen finden ihre völlige Erklärung in der Auffassung, daß die Richtwirkung analog ist der, die bei zwei vertikalen Luftleitern eintritt, deren Schwingungen um 180° phasenverschoben sind. Sie stützt sich auf zahlreiche Versuche[19][20], die zeigten, daß schon in nächster Umgebung eines wagerechten Leiters die elektrischen Kraftlinien im wesentlichen senkrecht zur Erdoberfläche verlaufen. Dadurch wird für den Fall eines wagerechten Leiters, der Schwingungen in Form einer halben Wellenlänge dicht über der Erde ausführt, dasselbe Feld erzeugt wie in der Umgebung zweier in bestimmtem Abstande im freien Raume aufgestellter senkrechter Antennen, die in entgegengesetzter Phase schwingen.

Hieran anknüpfend sollte untersucht werden, ob eine Steigerung der Richtwirkung dadurch erzielt werden kann, daß der wagerechte Leiter Schwingungen in einem höheren ungeradzahligen Vielfachen der halben Wellenlänge ausführt, und ob die von diesem Sender ausgehende Gesamtstrahlung durch ein ähnliches Zusammenwirken der Teilstrahlungen einzelner Dipole erklärt werden kann. Dies wird der Fall sein, wenn der Verlauf der Feldlinien dem in Fig. 4 angedeuteten entspricht.

Ferner war zu prüfen, ob bei der Verwendung derartig erregter horizontaler Gebilde eine Konzentration der Strahlung in gewissen Richtungen nachzuweisen war, d. h. ob in bestimmter Entfernung mit dieser Anordnung größere Feldstärken beobachtet werden konnten, als es unter Aufwendung der gleichen Leistung mit einer gewöhnlichen Vertikalantenne gelingt, die in ihrer Grundschwingung erregt ist.

IIa.

Die Verteilung der Feldlinien, die von einem frei im Raume befindlichen und in seiner Grundschwingung erregten Leiter ausgehen, ist in der Nähe durch das Gesetz von Coulomb bestimmt und hat für einen bestimmten Augenblick den in Fig. 1 angedeuteten Verlauf. Die Strahlung in

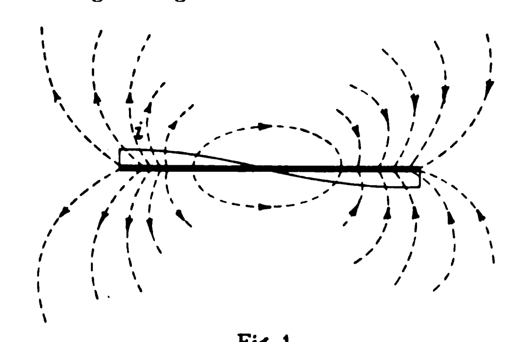


Fig. 1.
Elektrische Feldlinien eines im freien Raume schwingenden Dipols.

einiger Entfernung zeigt in der Richtung der Leiterachse den Wert Null und erreicht senkrecht dazu ihr Maximum. Dieser Fall ist z. B. bei den Flugzeugantennen (Fig. 2) verwirklicht. Die zur Fahrtrichtung schräg nach rückwärts hängende Antenne strahlt senkrecht zu ihrer Achse. Der beste funkentelegraphische Empfang wird erfahrungsgemäß mit dem herankommenden, nur schwacher mit dem fortfliegenden Flugzeuge erzielt.

Bringt man den Leiter jedoch dicht über der leitend angenommenen Erdoberfläche an, so ändert sich das Bild

---

*) Auszug aus der Dissertation der Naturwissenschaftlichen Fakultät der Universität Halle (Saale). Referent: Professor K. E. F. Schmidt, vollständig als Mitteilung aus dem Telegraphentechnischen Reichsamt in der E. N. T. 3, S. 361, 1926.

(Fig. 3). Die Feldlinien stehen im wesentlichen auf der Oberfläche senkrecht. Die Strahlung erreicht in der Richtung der Achse ihren größten Wert und verschwindet senkrecht dazu.

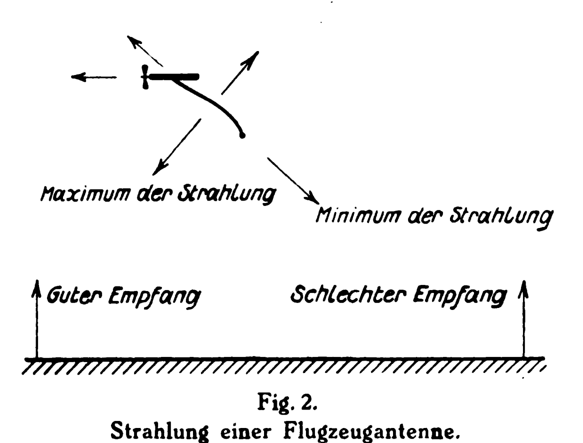


Fig. 2.
Strahlung einer Flugzeugantenne.

Der Anteil der Felder, der von etwa noch vorhandenen wagerechten Komponenten herrührt, ist klein, wie die Versuche von Kiebitz[20]) mit anderen für ihre Ausbildung bedeutend günstigeren Anordnungen gezeigt haben.

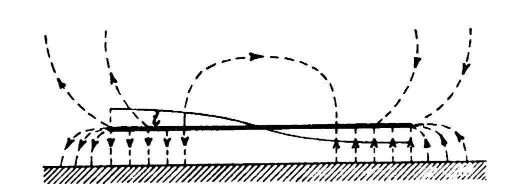


Fig. 3.
Elektrische Feldlinien bei einem dicht über der Erde befindlichen horizontalen Dipol.

Das in Fig. 3 angedeutete elektrische Feld kann man daher annähernd *) ersetzen durch die Feldverteilung von zwei Dipolen mit senkrechten Achsen, die nebeneinander stehen und in entgegengesetzter Phase schwingen (Fig. 4).

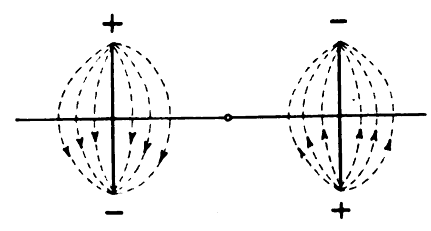


Fig. 4.
Elektrische Feldlinien bei zwei im freien Raume mit entgegengesetzter Phase schwingenden Dipolen.

Durch die theoretischen Untersuchungen von M. Abraham[21]) [22]) und die experimentellen Untersuchungen von F. Kiebitz[23]) sind wir über die Schwingungsmöglichkeiten eines stabförmigen Leiters unterrichtet. Bei der üblichen Erregung in der Mitte lassen sich die ungeradzahligen Eigenschwingungen herstellen, die an beiden Enden Stromknoten und in der Mitte einen Strombauch aufweisen. So wird sich bei der für die hier beschriebenen Versuche verwendeten Horizontalantenne von 2×189,0 m Länge bei Erregung durch einen Generator mit der Wellenlänge $\lambda = 85$ m eine Stromverteilung einstellen, wie sie in Fig. 5 gezeichnet ist. Sie entspricht der neunten Harmonischen. Daß sie tatsächlich auftrat, ließ sich mit einem aperiodischen Kreise, Detektor und Galvanometer sehr genau nachweisen. Geht man unter dem Leiter entlang und orientiert die Spule so, daß sie von den magnetischen Kraftlinien geschnitten wird, so folgen regelmäßig Maxima und Nullstellen des Ausschlages in Abständen von $\sim$ 21 m aufeinander. Die Nullstellen lassen sich dabei mit großer Genauigkeit bestimmen. Sie haben im Mittel einen Abstand von 42,4 ± 0,3 m, woraus sich die Wellenlänge zu $\lambda = 84{,}8 \pm 0{,}6$ m berechnet.

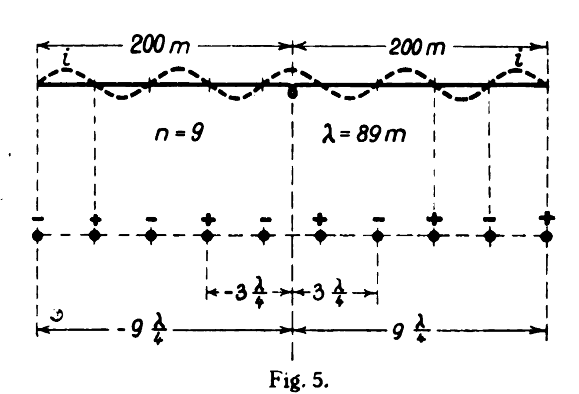


Fig. 5.
Stromverteilung und Ersatzbild einer in der 9. Harmonischen schwingenden Horizontalantenne.

Um zu einer Vorstellung von der Strahlung dieser in der neunten Harmonischen schwingenden Horizontalantenne zu gelangen, knüpfen wir an den in den Fig. 2 und 3 angedeuteten Feldverlauf und das Ersatzbild der beiden Dipole an. In analoger Übertragung versuchen wir die Gesamtstrahlung annähernd durch die Summe der Strahlungsbeiträge darzustellen, die von entsprechend vielen Dipolpaaren ausgesandt werden. Sie sind in den Stromknoten aufgebaut zu denken und schwingen mit gleicher Frequenz und Amplitude sowie abwechselnd entgegengesetzter Phase. Für einen bestimmten Augenblick ist dieser Zustand im Ersatzbild der Fig. 5 angedeutet. Entsprechend dem in den Fig. 3 und 4 erläuterten Ersatzbild, bei dem für einen in einer halben Wellenlänge schwingenden Leiter zwei Ersatzdipole benötigt wurden, sind jetzt für neun solche aneinandergereihte Leiterstücke 18 Dipole erforderlich. In der Fig. 5 sind somit die beiden äußeren Dipole einfach, alle anderen doppelt zu zählen. Da diese 18 Dipole in derselben Ebene liegen, wird sich in größerem Umkreise der Antenne ein dem Huyghensschen Prinzip entsprechendes Interferenzbild einstellen, wie ein solches von F. Kiebitz[5]) mit drei „wirklichen" Dipolpaaren errechnet und beobachtet ist. In der Richtung der Antennenachse werden sich die einzelnen Strahlungsbeiträge addieren, da die Dipole abwechselnd mit entgegengesetzter Phase schwingen und die von ihnen ausgesandten elektromagnetischen Wellen einen Gangunterschied von $\frac{\lambda}{2}$ aufweisen. Während also hier ein Maximum der Strahlung zu erwarten ist, wird sich senkrecht zur Antennenrichtung die Strahlung Null einstellen, da bei sonst gleichen Verhältnissen die Gangunterschiede verschwunden sind. Welche Werte die Strahlung zwischen diesen beiden Grenzlagen annimmt, zeigt die genaue Rechnung.

Berechnung der Strahlung in größerer Entfernung.

Gemäß den bekannten von Hertz aufgestellten Beziehungen ist die elektrische ($\mathfrak{E}$) oder magnetische ($\mathfrak{H}$) Feld-

*) Genauer: durch die Summe der Wirkungen stetig verteilter Dipole mit senkrechten Achsen, deren Amplituden nach dem Sinusgesetz variieren. Hier ist diese Summenwirkung durch die Einzelwirkung eines gleichwertigen Dipolpaares ersetzt.



stärke eines oszillierenden Dipols in seiner Äquatorialebene proportional zu:

$$-\frac{\omega J l}{r \cdot c} \cdot \sin \omega \left(t - \frac{r}{c}\right) \qquad (1)$$

wo $\frac{\omega}{2\pi}$ = Frequenz, J = Stromstärke, l = Länge des Dipols, r = Entfernung des Aufpunktes von dem Dipol und c = Lichtgeschwindigkeit darstellen.

Der Vorgang in der Äquatorialebene interessiert funkentelegraphisch allein, weil sie die Erdoberfläche darstellt. Für die in dem Ersatzbild (Fig. 5) eingetragene augenblickliche Ladungsverteilung auf den Dipolpaaren ist die elektrische Feldstärke aller $2\,n$ Dipole in einem beliebigen Punkte P

$$|\mathfrak{E}_p| = -\frac{\omega J l}{c} \cdot \Sigma n \pm \frac{1}{r} \cdot \sin \omega \left(t - \frac{r}{c}\right) \qquad (2)$$

Fig. 6.

Nun ist (Fig. 6) $r = R \pm \left(\frac{2n-1}{4}\right) \lambda \cdot \cos \alpha$, den Zeitpunkt ωt wählen wir $= p \cdot \pi$ ($p > 0$ und ganze Zahl), so wird in einem sehr fernen Punkte P, in dem die Größen $\frac{1}{r}$ und α für alle Dipole gleich sind, für $2\,n = 10$ und $-\frac{\omega J l}{R c} = A$:

$$|\mathfrak{E}_p| = A \left[\sum_1^5 n\,(-1)^{n-1} \cdot \sin \frac{\omega}{c} \left(R - \left(\frac{2n-1}{4}\right) \lambda \cdot \cos \alpha\right) - \sum_1^5 n\,(-1)^{n-1} \cdot \sin \frac{\omega}{c} \left(R + \left(\frac{2n-1}{4}\right) \lambda \cdot \cos \alpha\right)\right] \qquad (3)$$

$$= A \cdot \left[\sin \frac{\omega}{c}\left(R - \frac{\lambda}{4} \cdot \cos \alpha\right) - \sin \frac{\omega}{c}\left(R + \frac{\lambda}{4} \cdot \cos \alpha\right) - \sin \frac{\omega}{c}\left(R - \frac{3\lambda}{4} \cdot \cos \alpha\right) + \sin \frac{\omega}{c}\left(R + \frac{3\lambda}{4} \cdot \cos \alpha\right) + \ldots - \ldots + \sin \frac{\omega}{c}\left(R - \frac{9\lambda}{4} \cdot \cos \alpha\right) - \sin \frac{\omega}{c}\left(R + \frac{9\lambda}{4} \cdot \cos \alpha\right)\right] \qquad (4)$$

Ist nun $M P = R = m\,\lambda$ ($m > 0$ und ganze Zahl), so wird unter Benutzung von

$$\frac{\pi}{2} \cdot \cos \alpha = \beta \qquad (5)$$

$$|\mathfrak{E}_p| = 2\,A \cdot [\sin \beta - \sin 3\,\beta + \sin 5\,\beta - \sin 7\,\beta + \sin 9\,\beta] \qquad (6)$$

Die Abhängigkeit der ausgestrahlten Energie von der Richtung wird somit durch die Überlagerung von 9 Sinuskurven von gleicher Amplitude, abwechselndem Vorzeichen und den ersten 9 ungeraden Perioden dargestellt.

Die graphische Auswertung führt zu dem in Fig. 7 wiedergegebenen Verlaufe: Nimmt β von $\frac{\pi}{2}$ bis 0 ab, durchläuft somit α, der Winkel zwischen PM und der Antennenachse, einen Quadranten (nach Gleichung (5) von 0° bis 90°), so verschwindet die Strahlung beim größten Maximum beginnend fünfmal, wobei die vier dazwischen liegenden Maxima erheblich kleiner sind als das erste. Die genauen Werte für

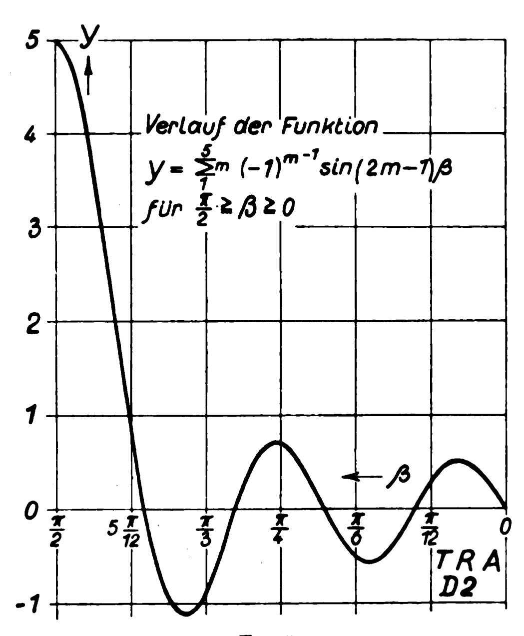


Fig. 7.
Intensitätsverteilung für die 9. Harmonische einer Horizontalantenne.

diese ausgezeichneten Richtungen liefert die weitere Behandlung der Gleichung (6). Unter Anwendung der bekannten Additionstheorie liefert sie nach einigen Umformungen:

$$\sin \beta\,[4 \cos^2 4\,\beta + 2 \cos 4\,\beta - 1] = 0 \qquad (7)$$

für die Nullrichtungen mit den drei Wurzeln

$$\sin \beta = 0, \quad \cos 4\,\beta = \frac{-\frac{1}{2} \pm \frac{1}{2}\sqrt{5}}{2},$$

woraus sich wegen der Einschränkung $\frac{\pi}{2} \geq \beta \geq 0$

$$\beta_1 = 0;\ \beta_2 = \frac{\pi}{10};\ \beta_3 = \frac{4\pi}{10};\ \beta_4 = \frac{2\pi}{10};\ \beta_5 = \frac{3\pi}{10} \qquad (8)$$

und wegen (5) die fünf Nullrichtungen der Strahlung für

$\cos \alpha$ =	0	$^1/_5$	$^2/_5$	$^3/_5$	$^4/_5$	(9)
und α =	90° 0′	78° 30′	66° 25′	53° 10′	36° 50′	(10)

ergeben.

Zur Ermittlung der Richtungen, in denen die Strahlung extreme Werte annimmt, hat man zu bilden:

$$\frac{d\mathfrak{E}}{d\alpha} = 0 = \frac{d\mathfrak{E}}{d\beta} \cdot \frac{d\beta}{d\alpha}, \qquad (11)$$

dies ergibt die beiden Gleichungen $\frac{d\beta}{d\alpha} = 0$ oder gemäß (5) sofort die Lösung

$$\sin \alpha = 0, \quad \alpha = 0 \qquad (12)$$

und weiter aus Gleichung (6)

$$\frac{d\mathfrak{E}}{d\beta} = 0 = \cos \beta - 3 \cos 3\beta + 5 \cos 5\beta - 7 \cos 7\beta + 9 \cos 9\beta \qquad (13)$$

Dieser Ausdruck ist nach denselben Regeln wie Gleichung (7) umzuformen und ergibt endlich:

$$0 = \cos \beta\,[144 \cos^4 2\,\beta - 128 \cos^3 2\,\beta - 60 \cos^2 2\,\beta + 48 \cos 2\,\beta + 1] \qquad (14)$$

Es sind zunächst die vier Wurzeln der Gleichung vierten Grades auf trigonometrischem Wege bestimmt, nämlich

$$\cos 2\beta = -0{,}62021\ldots;\ -0{,}02044\ldots;\ 0{,}95027\ldots;\ 0{,}57929\ldots$$

daraus

$$\beta \sim \quad 64^0\,10' \qquad 45^0\,35' \qquad 09^0\,05' \qquad 17^0\,18' \tag{15}$$

und gemäß

$$\alpha = \arc\cos\left(\frac{2\beta}{\pi}\right)$$

$$\alpha \sim 44^0\,39' \quad 59^0\,34' \quad 72^0\,21' \quad 84^0\,12' \tag{16}$$

In diesen vier Richtungen und der aus Gleichung (12) ermittelten für $\alpha = 0$ liegen die fünf Maxima der Strahlung in jedem Quadranten. Die Ausgangsgleichung (6) nimmt für die in (12) und (16) ermittelten Richtungen maximaler Ausstrahlungen nacheinander die Werte $+5{,}00$, $-1{,}12$, $+0{,}71$, $-0{,}56$, $+0{,}506$ an.

Diesen Zahlen sind die maximalen Amplituden von $|\mathfrak{E}|$ und $|\mathfrak{H}|$ direkt proportional, so daß in der Zusammenstellung der Fig. 8 außer den Relativzahlen sofort die prozentualen

	$\alpha = \arc\cos\left(\frac{2\beta}{\pi}\right)$, $\alpha = 0^\circ$ für die Richtung der Antennenachse α									
Werte von	0° 0'	36° 50'	44° 39,5'	53° 10'	59° 34,4'	66° 25'	72° 20,7'	78° 30'	84° 12,2'	90° 00'
y	+ 5	0	-1,12	0	+0,71	0	-0,56	0	+0,51	0
$|\mathfrak{E}|$ %	100	0	-22,5	0	+14,2	0	-11,2	0	+10,1	0
$|\mathfrak{E}|^2$ %	100	0	5,05	0	2,02	0	1,26	0	1,03	0

Fig. 8.
Lage und Größe der Höchstwerte von $|\mathfrak{E}|$ und $|\mathfrak{E}|^2$.

Werte von $|\mathfrak{E}|$ niedergeschrieben werden können. Der Verlauf von $|\mathfrak{E}|$ in großer Entfernung innerhalb eines Quadranten entspricht somit der Fig. 9.

In der Richtung der Antennenachse findet man das größte Maximum. Wandert man von hier in die Richtung senkrecht zur Antenne hinein, so wird die Strahlung in immer kleineren Abständen fünfmal zu Null, die zwischen den Nullrichtungen liegenden vier Maxima sind bedeutend kleiner als das erste und nehmen weiter untereinander ab.

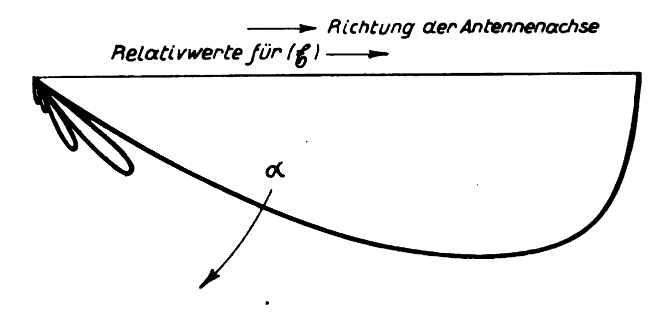


Fig. 9.
Polardiagramm von $|\mathfrak{E}|$ für große Entfernung.

Dies ist noch mehr bei der Betrachtung der Proportionalzahlen von $|\mathfrak{E}|^2$ der Fall (Fig. 10), der Größe, die man mit einem Kristalldetektor und Thermoelemente messen kann. Die Amplituden der Teilmaxima nehmen hierbei so rasch ab, daß in der Fig. 10 nur die ersten beiden eingezeichnet werden konnten.

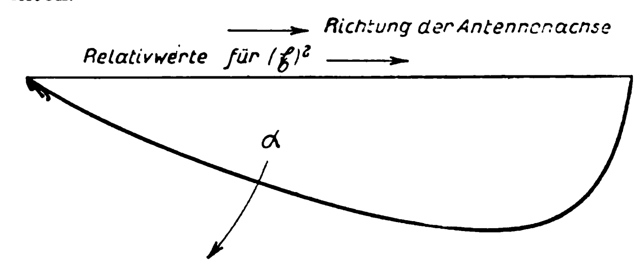


Fig. 10.
Polardiagramm von $|\mathfrak{E}^2|$ für große Entfernung.

Es bestand die Aufgabe, diese aus der Rechnung ermittelte außerordentlich starke Strahlung in der Achsenrichtung durch Messungen in kleinerer und größerer Entfernung zu untersuchen, sowie die errechneten Nullrichtungen seitlich dazu aufzusuchen und einen Nachweis für die Größenverhältnisse der Strahlungsmaxima zu erbringen.

(Schluß folgt.)

(Eingegangen am 22. 6. 1926.)

Referate.

A. G. Jensen. T r a g b a r e r E m p f ä n g e r z u r M e s s u n g v o n F e l d s t ä r k e n i m G e b i e t d e r R u n d f u n k f r e q u e n z e n. (Portable receiving sets for measuring field strengths at broadcasting frequencies.) Aus dem Laboratorium der Bell Telephone Company. Proc. Inst. Radio Eng. **14**, 333—344, 1926.

Das Prinzip der Meßanordnung ist das auch sonst vielfach gebrauchte: die EMK, die durch das zu messende Feld in einer Rahmenantenne induziert wird, wird verglichen mit einer bekannten Spannung derselben Frequenz, die in den Rahmenkreis eingeführt wird. Diese Spannung wird einem Spannungsteiler entnommen, der in Verbindung mit dem Stromkreis eines lokalen Vergleichsoszillators steht. Die Spannung, die für jede Einstellung des Spannungsteilers aus dem gemessenen Strom im Vergleichs-Oszillator und den Widerständen des Spannungsteilers berechnet werden kann, wird so abgeglichen, daß der Strom im Niederfrequenzkreis der Empfangsanordnung derselbe ist, wie bei der Einwirkung des zu messenden Feldes.

Die Empfangsanordnung ist in der Arbeit in allen Einzelheiten beschrieben und es sind die einzelnen Teile, ebenso der ganze Apparat durch Photographien illustriert. Eine Schaltungsskizze zeigt den lokalen Oszillator mit seinem Spannungsteiler, den Hochfrequenzüberlagerer, den Zwischenfrequenz - Detektor, Dreifach - Zwischenfrequenz - Verstärker, Niederfrequenz-Detektor und Einfachniederfrequenz-Verstärker. Eingerichtet ist die Anordnung für Frequenzen zwischen $0{,}6 \times 10^6$ und $1{,}2 \times 10^6$/sec ($\lambda = 500$ bis 250 m) und für Feldstärken zwischen 20 und 30 000 μVolt/m.

J. Z e n n e c k.



H. T. Friis und E. Bruce. Eine Anordnung zur Messung von Feldstärken bis zu Frequenzen von 40 × 10⁶/sec. ($\lambda = 7{,}5$ m). (A radio field-strength measuring system for frequencies up to forty megacycles.) Aus dem Laboratorium der Bell Telephone Company. Proc. Inst. Radio Eng. **14**, 507—19, 1926.

Zuerst besprechen die Verfasser, warum die gewöhnliche Methode der Feldstärkemessungen, bei der der Spannungsteiler zwischen dem lokalen Vergleichs-Oszillator und die Rahmenantenne geschaltet ist (vgl. das vorstehende Referat Jensen), bei kurzen Wellen Schwierigkeiten gibt. Sie haben statt dessen eine Meßanordnung gebaut, deren Prinzip Fig. 1

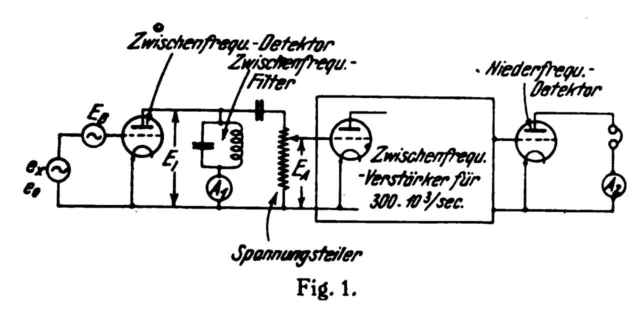


Fig. 1.

zeigt. Auf den Gitterkreis der Zwischenfrequenz-Detektorröhre wirkt die EMK, die von der Rahmenantenne induziert wird, und außerdem eine EMK, die von einem Überlagerer herrührt. Die erstere gebe an das Gitter die Spannung e_x, die letztere e_B. Die Frequenz des Überlagerers wird so eingestellt, daß als Schwebungsfrequenz immer dieselbe Zwischenfrequenz $300 \cdot 10^3$/sec. entsteht. Der Spannungsteiler, der sich im Zwischenfrequenzgebiet der Anordnung befindet, wird so reguliert, daß der Strommesser A_2 im Anodenkreis der Niederfrequenz-Detektorröhre einen passenden Ausschlag zeigt. Es sei bei dieser Einstellung des Spannungsteilers $\frac{E_1}{E_a} = a_1$. Nun läßt man an Stelle der Rahmenantenne einen lokalen Vergleichsoszillator auf den Gitterkreis der Zwischenfrequenz-Detektorröhre wirken

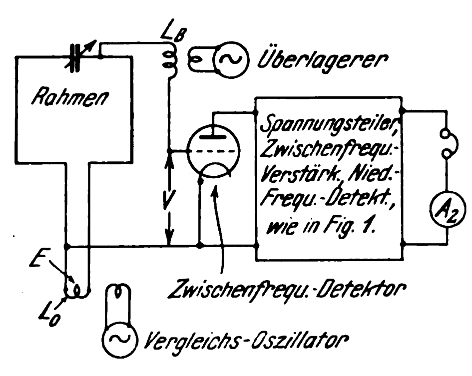


Fig. 2a.

(Spannung e_0) und reguliert den Spannungsteiler wieder so ein, daß der Strommesser A_2 denselben Ausschlag, wie vorher, gibt. Es sei in diesem Fall $\frac{E_1}{E_a} = a_2$. Es besteht dann die Beziehung $e_x/e_0 = a_1/a_2$. Dann mißt man noch die Spannung, die im letzteren Fall an dem Gitter der Zwischenfrequenz-Detektorröhre entsteht, indem man diese Röhre einfach als Röhrenvoltmeter benutzt. Es ist dann also $e_x = e_0 \cdot \frac{a_1}{a_2}$.

Wie man sich die Messungen praktisch ausgeführt zu denken hat, geht aus Fig 2a hervor.

Die eben erwähnten Spannungen e_x bzw. e_0 sind nicht identisch mit den elektromotorischen Kräften, die in den Rahmen durch die Wellen bzw. den Vergleichsoszillator induziert werden, da der Rahmenkreis ja in Resonanz mit der Frequenz der ankommenden Wellen und auch mit der Frequenz des Vergleichsoszillators ist. Diese Spannungen können also viel größer sein, als die entsprechenden elektromotorischen Kräfte. Um dies in dem Fall, wenn der Vergleichsoszillator eingeschaltet ist, zu bestimmen, ändert man die Schaltung in diejenige von Fig. 2b, d. h. man behält die

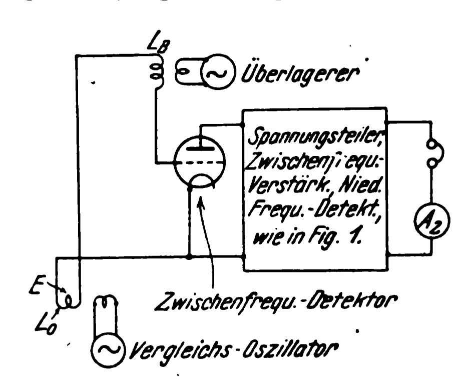


Fig. 2b.

induzierenden Spulen bei, sowohl für den Vergleichsoszillator als den Überlagerer, entfernt aber den abgestimmten Rahmenkreis und verfährt im übrigen, wie es oben ausgeführt wurde, d. h. man schiebt den Schleifkontakt im Spannungsteiler so, daß im Strommesser A_2 wieder derselbe Strom entsteht, wie oben. Ist bei dieser Einstellung des Spannungsteilers $\frac{E_1}{E_a} = a_3$ und bezeichnet man die EMK, die vom Vergleichsoszillator im Gitterkreis induziert wird, mit e_0', so ist $\frac{e_0'}{e_0} = \frac{a_3}{a_2}$.

Aus den angegebenen Beziehungen folgt dann für die EMK e_x', die von den Wellen in den Rahmen induziert wird,

$$\frac{e_x'}{e_x} = \frac{e_0'}{e_0} = \frac{a_3}{a_2}.$$

Daraus und aus dem Obigen ergibt sich e_x' bzw. e_0.

Voraussetzung bei den Messungen ist, daß die EMK, die der Überlagerer auf den Gitterkreis induziert, in den Schaltungen von Fig. 2a und b dieselbe ist. Das trifft aber im allgemeinen nicht zu. Im Fall Fig. 2a induziert er auf einen nahezu resonierenden Kreis, im Fall von Fig. 2b auf

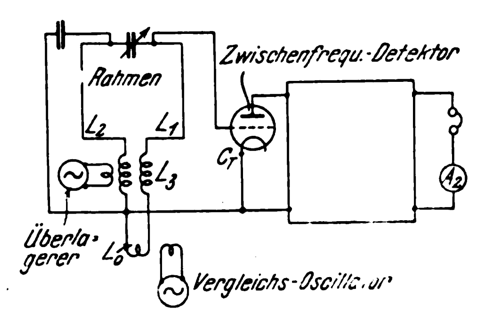


Fig. 3a.

einen praktisch aperiodischen. Infolge davon wird die Rückwirkung auf den Überlagerer in beiden Fällen ganz verschieden sein. Um den erheblichen Fehler, der dadurch verursacht würde, zu vermeiden, werden tatsächlich die Schaltungen von Fig. 2a und b durch diejenigen von

Fig. 3a und b ersetzt. Nach dieser Schaltung ist eine Ausführung des Meßgerätes tatsächlich gebaut.

Die Verfasser beschreiben dann noch eine zweite Ausführung, die sich von derjenigen von Fig. 3a und 3b dadurch unterscheidet, daß der Überlagerer nicht auf den

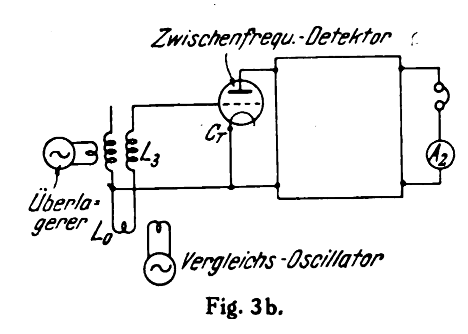


Fig. 3b.

Gitterkreis der Zwischenfrequenz-Detektorröhre, sondern auf den Anodenkreis derselben wirkt. Dadurch läßt sich die Schaltung etwas vereinfachen.

Abbildungen der ausgeführten Geräte sind der Abhandlung beigegeben. Die Genauigkeit der absoluten Messungen wird zu etwa 20%, diejenige von relativen zu etwa 5% angegeben.

J. Zenneck.

L. Bainbridge-Bell. Funkpeiler für Schiffe. (Marine direction finding.) Electrician **97,** 125—126, 1926.

Der Funkpeiler für Schiffe, wie er von der Radio Corporation gebaut wird, beruht auf der bekannten Methode von Robinson: ein um eine vertikale Achse drehbares Paar von Rahmen, deren Ebenen vertikal und senkrecht zueinander sind, beide Rahmen hintereinander geschaltet, aber so, daß die eine durch einen Umschalter kommutiert werden kann. Zur Peilung wird das Rahmenpaar so eingestellt, daß die Kommutierung keine Änderung in der Lautstärke hervorruft.

Schwierigkeit bei dieser Anordnung macht der Antenneneffekt: wenn der Stromkreis der beiden Rahmen, die ziemlich hoch über Deck angebracht werden müssen, irgendwo geerdet ist, bilden die Rahmen mit ihren Zuleitungen zur Funkbude eine vertikale Antenne, so bald irgendwo eine Unsymmetrie vorliegt. Um diesen Mangel zu vermeiden, wird folgende Maßnahme getroffen.

1. Zwischen Rahmensystem und dem Verstärker wird ein Transformator eingeschaltet, dessen Primärspule parallel zu den Rahmen und dem abgestimmten Kondensator des — in diesem Fall natürlich nicht geerdeten — Rahmenkreises liegt.

2. Zwischen die Primär- und Sekundärspule des Transformators wird ein elektrostatischer Schirm gesetzt, der aus Drähten so hergestellt ist, daß in ihm keine Wirbelströme induziert werden können.

3. Die Rahmen und der Umschalter werden bei der Installation so symmetrisch als möglich gebaut, so daß die beiden Seiten dieselbe Kapazität gegen Erde haben. Es zeigte sich, daß dies nicht erreichbar war, so lange man die beiden Rahmen hintereinander schaltete. Es wurde erst möglich, als man die Serienschaltung durch eine Parallelschaltung ersetzte.

Auf Einzelheiten und die technische Ausführung der Funkpeiler, über die die Arbeit ausführliche Angaben enthält, soll hier nicht eingegangen werden.

J. Zenneck.

L. B. Turner. Drahtlose Funkpeilung auf Schiffen. (Wireless position finding on ships.) Electrician **97,** 127—128, 1926.

Es handelt sich im wesentlichen um ein Referat über einen Bericht von Dr. R. L. Smith-Rose „Variations of apparent bearings of radio transmitting stations" Part. III. Dieser Bericht stellt die Ergebnisse von Untersuchungen dar, die hauptsächlich unter dem Radio research board des Departement of scientific and industrial research ausgeführt wurden.

In einer allgemeinen Einleitung werden zuerst die drei üblichsten Methoden der Funkpeilung:

1. drehbarer einfacher Rahmen;
2. fester Doppelrahmen mit Radiogoniometer;
3. drehbarer Doppelrahmen nach der Methode von Robinson beschrieben.

Dann werden die Versuche selbst besprochen. Sie wurden in der Zeit vom November 1922 bis März 1924 ausgeführt. Als Empfangsstationen dienten Slough bei London und Orford an der Ostküste von England. Von den beobachteten Sendestationen befanden sich einige in England, mehrere an der Westküste des Kontinents vom Golf von Biskaya bis Wilhelmshaven an der Nordsee. Es waren fast alle Funkenstationen mit Wellenlängen von 450 oder 600 m. Außerdem wurden besondere Beobachtungsserien mit Funken und ungedämpften Wellen mit einem Versuchssender in Teddington gemacht, ebenso mit den Booten der Great Eastern Railway, die zwischen Harwich und Hook van Holland und zwischen Harwich und Antwerpen verkehren.

Bezüglich der Funkpeilungen bei Tag ist folgendes zu sagen. Die verhältnismäßig kurzen Wellen, mit denen die Versuche gemacht wurden, zeigten keine größeren, eher kleinere Mißweisungen, als die langen Wellen, die bei früheren Versuchen benutzt wurden. Systematische Fehler können durch Bäume oder ähnliches in der Nähe der Empfänger entstehen, wenn sie näher als etwa 100 m beim Empfänger sind. Der mittlere Fehler der Funkpeilung kann 3 oder 4° betragen, ist aber meist viel kleiner. Die höchste Abweichung war nie höher als 7°.

Bei Nacht sind die Bedingungen viel schlechter. Änderungen der Funkpeilung bis 30° sind sehr häufig. Sie sind vielfach noch größer und können im Maximum bis 100° gehen. Während ferner bei Tag nur ganz selten Peilungen unmöglich wurden, weil das Minimum zu unscharf war, war bei Nacht ein großer Teil, etwa 30% manchmal sogar 60% der Peilungen wegen unscharfen Minimums wertlos, und zwar bei allen Sendestationen. Die nächtlichen Mißweisungen sind größer über Land als über See; Entfernungen in der Gegend von 180 km sind in dieser Beziehung etwas schlimmer, als größere oder kleinere. Vermutlich wird ein unscharfes Minimum dadurch hervorgerufen, daß das elektrische Feld der ankommenden Wellen nicht mehr vertikal, das magnetische nicht mehr horizontal ist.

Das allgemeine praktische Ergebnis der Untersuchung ist, daß Funkpeilungen bei Tag über Land und See genau genug sind, um bei der Navigation gute Dienste zu leisten; dasselbe gilt bei Nacht über See und auf Entfernungen bis etwa 80 Meilen. Dagegen sind bei Nacht Funkpeilungen über Land und auf größere Seestrecken unbrauchbar.

J. Zenneck.

I. A. Slee. Drahtlose Telegraphie auf See. (Wireless at sea.) Electrician **97,** 124, 132, 1926.

Aus dem Aufsatz, der sich mit der Entwicklung der drahtlosen Telegraphie für Schiffe beschäftigt, mögen einige Punkte hervorgehoben werden.

1. In neuerer Zeit bestehen sehr scharfe Bestimmungen bezüglich der drahtlosen Sender für Rettungsboote. Es wird von ihnen 15 Meter-Amp. verlangt, so daß sie bei 600 m Wellenlänge gut eine Reichweite von 500 Meilen geben. Diese Sender, die meist von einer unabhängigen kleinen Maschine ihre Energie bekommen, sollen eine besonders gut ausgeführte Type von kleinen Sendern darstellen.

2. Der ausgedehnte Gebrauch der Funkpeilung für die Navigation hat das Bedürfnis nach festen Landstationen, die das Schiff anpeilen kann und die nur zu diesem Zweck dienen sollen, hervorgerufen.

Peilstationen an Land, die auf Wunsch das Schiff anpeilen und ihm dann das Ergebnis drahtlos übermitteln, sind an den verschiedensten Stellen eingerichtet worden. Der Bau von gerichteten Sendestationen an Land, die eine Art drahtloses Drehfeuer darstellen und auf die eine oder andere Weise einem Schiff gestatten, Peilungen mit einem gewöhnlichen, nicht gerichteten Empfänger aufzunehmen, steckt noch in den Kinderschuhen, obwohl Versuche mit sehr kurzen Wellen (7 m) und einem drehbaren Spiegel die Möglichkeit einer solchen Einrichtung durchaus bewiesen haben.

3. Infolge der Störung von Landstationen durch Schiffe, die eine Funkenstation besitzen, worüber sich besonders die Amateure beklagen, wird man voraussichtlich die zulässige Reichweite von neuen Funkenstationen auf Schiffen sehr weit heruntersetzen. Verzichten wird man auf Funkenstationen unter keinen Umständen. Für den Fall von Seenot ist der Funkensender zweifellos der beste. Er ist auch vorläufig für den Verkehr mit den Landstationen nicht zu entbehren, solange diese nicht alle für die Aufnahme von ungedämpften Wellen eingerichtet sind.

J. Zenneck.

Einzelheiten der drahtlosen Einrichtungen des Amundsenschen Luftschiffes „Norge I". — Aufrechterhaltung der Verbindung während der Fahrt. — Das Peilsystem. (Details of the equipment on the airship „Norge I". — Maintaining communication throughout the voyage. — The direction finding system.) Electrician, **97,** 43—44, 1926.

Die Empfänger- und Sendereinrichtungen sind von der Marconi-Gesellschaft geliefert worden.

Der Sender gleicht der Marconi 0,5 kW Type U, er ist mit zwei parallel geschalteten Röhren der Type T 250 ausgerüstet. Die Selbstinduktionen der Antennen und des Variometers sind so dimensioniert, daß ein Wellenbereich von 550 bis 1500 m überdeckt werden kann. Der Antennenstrom beträgt im günstigsten Wellenbereich 6 bis 7 Amp. und in den Seitenbereichen 4 bis 5 Amp.

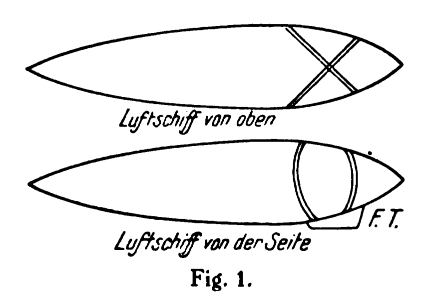


Fig. 1.

Den Emissionsstrom und Ladestrom für die Heizbatterie des Senders liefert ein Generator, dessen Hochspannungsseite bei 3000 Volt 133 mA. und dessen Niederspannungsseite bei 14 Volt 14 Amp. abgeben kann. Der Antrieb des Generators erfolgt durch einen Propeller, der eine Leistung von 3 PS zu entwickeln vermag. Mittels einer Hebeleinrichtung kann der Propeller von der Funkkabine aus in passende Richtung zum Luftstrom eingestellt werden. Im Notfall kann der Generator an einen 2-Zylinder-Petroleummotor von 2¾ PS angekoppelt werden.

Zum Empfang und zur Peilung dienen im allgemeinen spezielle getrennte Apparate, zur besseren Raum- und Gewichtsausnützung sind verschiedene Teile beiden Systemen gemeinsam. Ein Kurzwellenempfänger für den Bereich von 10 bis 100 m ist für den Verkehr mit einem Kurzwellensender in Point Barrow vorgesehen. Die dazu gehörige Eindrahtantenne ist zwischen der Funkkabine und einer Motorgondel ausgespannt.

Die Schleifen der Peileinrichtung sind unter einem rechten Winkel gekreuzt diagonal um die Außenhülle des Luftschiffes gelegt (Fig. 1). Die Schleifen bestehen aus je zwei Windungen von 9 Zoll (inch.) Abstand, sie können nach Bedarf parallel und in Serie geschaltet werden.

Eine Radiogoniometer-Apparatur und ein Dreistufen-Transformator werden in Verbindung mit einem Hoch- und Niederfrequenzverstärker verwandt. Ein Tonfilterkreis ist nebst einem Überlagerer für lange ungedämpfte Wellen vorgesehen. Der Hochfrequenzverstärker besitzt sechs Röhren der Type V 24 in Widerstands-Transformatorkopplung und eine Detektorröhre *QH*. Der Niederfrequenzverstärker mit zwei Röhren V 24 ist bei Bedarf zuschaltbar. Der Überlagerer besitzt dieselbe Röhre. Die Anodenspannung liefert eine Trockenbatterie von 66 Volt, die Heizspannung die Senderbatterie.

A. Scheibe.

E. H. Shaughnessy. Die Sendestation Rugby der britischen Postbehörde. (The Rugby Radio Station of the British Post Office.) Journ. Inst. Electr. Eng. London, **64,** S. 683—713, 1926. Nr. 354.[1])

Die Großstation Rugby ist von der britischen Postbehörde in der Grafschaft Warwick etwa 6 km südöstlich von Rugby bei Hillmorton auf ebenem, nicht hügligem oder bewaldetem Gelände errichtet. Sie war für die Welle 18 000 m (16 660 Hertz) bei etwa 1000 KW Energieaufnahme der Senderöhren bestimmt. Die elektrische Energie wird der Station als Dreiphasen-Wechselstrom, 50 Hertz, Sternschaltung und 12 000 Volt Spannung zwischen den einzelnen Phasen durch Kabel zugeführt. Im Maschinenraum sind drei Haupt-Motor-Generatoren für Erzeugung von hochgespanntem Gleichstrom als Anodenspannung der Röhren, zwei Frequenz-Umformer für den Heizstrom, zwei Lademaschinen für die 240 Volt-Batterie und die zugehörigen Schalttafeln nebst Anlassern aufgestellt. Die Hochspannungsmaschinen sind von der British Thomson-Houston-Co., Rugby, gebaut, jeder Satz liefert 500 KW bei 6000 Volt, alle drei Maschinen können in Serie geschaltet werden, so daß 18 000 Volt zur Verfügung stehen. Die Aufstellung einer weiteren vierten Maschine ist vorgesehen. Jeder Satz besteht aus einem Dreiphasen-Synchron-Motor von 640 KW bei 2200 Volt, festgekoppelt mit zwei Gleichstrom- und zwei Erreger-Maschinen. Jeder Gleichstromgenerator liefert als Bipolarmaschine 250 KW bei 3000 Volt. Diese Generatoren werden in Serie geschaltet. Es sind weitgehende Kontroll- und Sicherheitsmaßnahmen für jede Maschine vorhanden, um bei Überlastungen oder Kurzschlüssen Beschädigungen der Maschinen zu verhindern.

Der Hochfrequenzsender benutzt Elektronenröhren und kann unter kommerziellen Bedingungen dauernd 500 KW auf den Luftleiter leisten. Die Senderanordnung ist so ge-

[1]) Vgl. auch die Veröffentlichungen in Electrician **95,** S. 672 bis 681, 1925; **96,** S. 468—469, 1926.

troffen, daß entweder alle Röhren auf den ganzen Luftleiter arbeiten oder daß eine Zweiteilung des Senders und Luftleiters möglich ist. Die Frequenz wird durch eine Stimmgabeleinrichtung konstant gehalten. Eine Röhre wird von einer Stimmgabel von 1800 Hertz gesteuert. Der Hauptsender ist auf die neunte Oberschwingung dieses Kreises abgestimmt. Die Temperaturabhängigkeit der Stimmgabel beträgt etwa 1 auf 10000 pro 1° C. Durch elektrische Heizung wird die Temperatur konstant gehalten. Der Stimmgabelsender liefert etwa 1 Mikrowatt Energie, diese

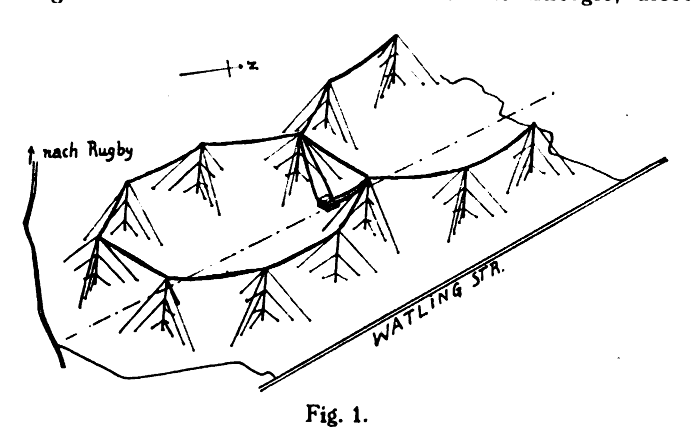


Fig. 1.

wird einmal niederfrequent verstärkt, dann wird die neunte Oberschwingung ausgesiebt und in drei Stufen bis auf 100 Watt Leistung verstärkt. Bis zum Luftleiter sind dann noch 3 Kreise eingeschaltet, die 4 KW, 50 KW und 1000 KW aufnehmen bei etwa 50% Wirkungsgrad. Durch diese Unterteilung erreicht man eine große Beweglichkeit, so daß man tatsächlich immer nur so viel Energie aufzuwenden braucht, wie für den vorliegenden Zweck erforderlich ist. In dem 4 KW-Sender werden drei 600 Wattröhren aus Glas benutzt, in dem 50 KW-Sender drei wassergekühlte größere. Die Tastung erfolgt gleichzeitig an drei Stellen, und zwar in der Zuleitung von dem Stimmgabelsender zum Gitter der 4 KW-Stufe, durch Abschalten einer Teilkapazität im Anodenkreis dieser Stufe und ebenso in dem Anodenkreis der 50 KW-Stufe. Bis zu den höchsten benutzten Leistungen haben sich keinerlei Schwierigkeiten ergeben. Der Luftleiter ist an 12 Masten von je 250 m Höhe aufgehängt. Jeder Mast besteht aus einem Stahlgitterwerk von 170 Tonnen Gewicht. Die Aufstellung der 12 Masten zeigt die Abbildung. Ihr gegenseitiger Abstand beträgt 400 m. Die Erdung besteht unter 8 Masten aus Kupferdraht, der ganz flach eingegraben ist, und unter 4 Masten aus einem isolierten Gegengewicht, das 4,8 m über der Erde ausgespannt ist. Der Isolationswiderstand der Anlage ist etwa 8 Meg-Ohm.

Folgende Tabelle zeigt bei einem Teil der Luftleiteranlage, der eine Kapazität von 0,033 μ F hatte (0,045 μ F Gesamtkapazität der Antenne), die wichtigsten Werte:

Zahl der benutzten Maschinen	3	3
Gesamtzahl der Senderöhren	54	54
Luftleiter Strom	550 Amp.	600 Amp.
Luftleiter Leitung	257 KW	306 KW
Strom im Primärkreis	275 Amp.	300 Amp.
Kopplungskoeffizient der Luftleitung	0,015	0,015
Wirkungsgrad der gekoppelten Kreise	97,5 %	97,5 %
Gleichstrom Spannung	5820 Volt	6780 Volt
Gleichstrom Strom	62 Amp.	64 Amp.
Gleichstrom Leistung	355 KW	434 KW
Heizung	48 KW	48 KW
Wirkungsgrad des Senders: ohne Heizung	72 %	71 %
mit „	64 %	64 %
Spannung an der Antenne	165000 Volt	180000 Volt

E. Lübcke.

Die Sendestation von Rugby. (Rugby Radio Station.) Electrician, 95, 705, 1925.

Der Artikel ist ein Auszug aus einer Diskussion vor der Institution of Civil Engineers. Er behandelt hauptsächlich Probleme der Aufrichtung der Maste und des Antennengebildes. A. Scheibe.

D. G. Little und R. L. Davis. „KDKA". Proc. Inst. Radio Eng. 14, 479—506, 1926.

Es handelt sich um die neue Station der Westinghouse-Gesellschaft bei Pittsburg.

Von den drei Sendern dieser Station ist ausführlich beschrieben derjenige für f = 970 × 10^3/sec, λ = 309,1 m. Zur Verwendung kommen wassergekühlte 10 KW-Röhren und zwar 4 für die Antennenschwingungen und 9 für die Modulation. Die Anodenspannung ist 9000 Volt. Die schematische Schaltung unter Weglassung einer Anzahl von Röhren ist diejenige von Fig. 1. Wert gelegt ist auf die Art der Kopplung des Schwingungskreises mit der Antenne und auf die Stabilisierung der Frequenz mit Hilfe eines piezoelektrischen Oszillators. Im übrigen muß auf die Abhandlung verwiesen werden, die alle Einzelheiten, Betriebskurven und Abbildungen von Apparaten enthält.

Nur kurz beschrieben ist der Sender für f = 4800 × 10^3/sec, (λ = 62,7 m), der 20 kW in die Antenne liefert und ebenfalls durch einen piezoelektrischen Oszillator stabilisiert wird.

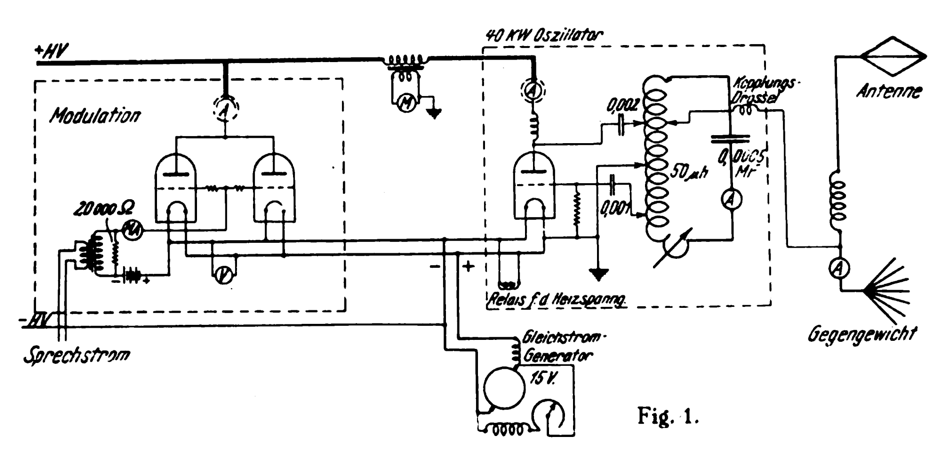


Fig. 1.

Von dem 3. Sender ist kaum mehr gesagt, als daß er 6—10 kW Antennenleistung gibt und mit 6000 Volt Anodenspannung betrieben wird.

J. Zenneck.

L. Manley und W. E. Garrity. Die Bedienung von Rundfunkempfängern. (Servicing of broadcast receivers.) Proc. Inst. Radio Eng. **14**, 541—566, 1926.

W. E. Holland. Energiequellen für Rundfunkempfänger. (Sources of „A", „B" and „C" power for radio receivers.) Proc. Inst. Radio Eng. **14**, 345—372, 1926.

In der ersten Arbeit besprechen die Verfasser alle möglichen Fehler, die in Rundfunkempfängern auftreten können. Sie geben die Gesichtspunkte für die Diagnose derselben und die Mittel zur Abhilfe an.

In der zweiten Abhandlung sind sehr ausführlich die verschiedenen Spannungsquellen für Heizung, Anodenkreis und Vorspannung beschrieben, und die elektrischen und sonstigen für den Gebrauch wichtigen Eigenschaften derselben diskutiert. Besondere Aufmerksamkeit wird den Vorrichtungen gewidmet, die zur Ladung der Akkumulatoren aus Wechselstromleitungen dienen (Hochvacuum-Glühkathoden-Gleichrichter, Glimmlicht-Gleichrichter, elektrolytische Ventile mit Tantal oder Aluminium als wirksame Elektrode). Empfohlen wird eine verbesserte Type des Aluminium-Gleichrichters, bei der die Anode aus einer besonderen Legierung, die im Gebrauch nicht angefressen wird, die Flüssigkeit aus einer „neuen elektrolytischen Lösung" von harmlosen Eigenschaften besteht. Diesem verbesserten Aluminium-Gleichrichter wird Zuverlässigkeit, guter Wirkungsgrad und lange Lebensdauer nachgerühmt. Näheres wird aber nicht angegeben. — Die Arbeit enthält eine große Anzahl von Abbildungen.

J. Zenneck.

Patentschau.

Von **Carl Lübben.**

Kopplung von Schwingungskreisen.

D.R.P. 436 304, Klasse 21 a⁴, Gruppe 1 (Telefunken), pat. vom 21. April 1925, ausgegeben am 30. Oktober 1926.

Um Änderungen der Abstimmung bei Änderung der Kopplung zu vermeiden, wird erfindungsgemäß der Kreis, dessen Abstimmung unverändert bleiben soll, in zwei Zweige geteilt und der zweite Kreis mit beiden Zweigen derart

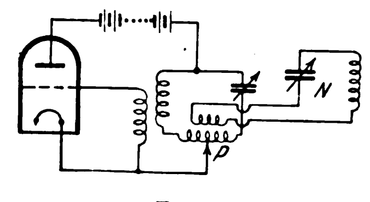


Fig. 1.

gekoppelt, daß der durch den zweiten Kreis übertragene Widerstand zu gleichen Teilen auf den kapazitiven und induktiven Zweig des Abstimmkreises entfällt. In Fig. 1 und 2 sind zwei Ausführungsformen wiedergegeben. Die Kopplungsselbstinduktion P des Abstimmkreises liegt zum Teil im kapazitiven, zum Teil im induktiven Zweig.

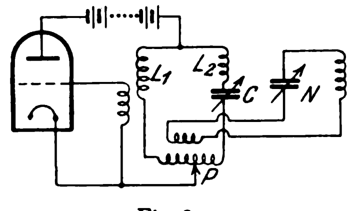


Fig. 2.

Wird im kapazitiven Zweig ein Teil der Selbstinduktion angeordnet, wie dies Fig. 2 zeigt, so daß L_1 gleich L_2 ist, so ändert sich bezüglich der Grundschwingung nichts, wohl aber hinsichtlich von Oberwellen, da für diese der Widerstand des Kondensators C sehr gering wird, so daß beide Zweige für die Oberwellen nahezu gleiche Widerstände enthalten und die beiden Stromkomponenten im Nutzkreis N aufheben. Oberwellen werden auf diese Weise vom Nutzkreis ferngehalten.

Beseitigung von Oberwellen bei Sendereinrichtungen.

D.R.P. 436 130, Klasse 21 a⁴, Gruppe 1 (Telefunken), pat. vom 21. Aprl 1925, ausgegeben am 30. Oktober 1926.

Um zu verhindern, daß Oberwellen aus dem Arbeitskreis eines Hochfrequenzgenerators in den Verbraucherkreis übertragen werden, wird erfindungsgemäß zur Übertragung ein Transformator benutzt, der drei Primärwicklungen 1, 2, 3 (Fig. 3) besitzt, von denen die eine (1) im induktiven Zweig,

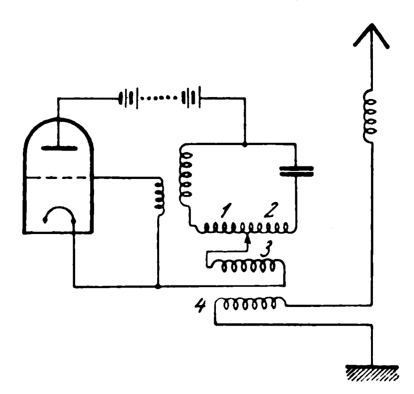


Fig 3.

die andere (2) im kapazitiven Zweig des Schwingungskreises und die dritte (3) in der Anodenspeiseleitung liegt. Die Sekundärwicklung 4 liegt im Verbraucherkreis und ist mit den drei Primärspulen so gekoppelt, daß die resultierende Induktion für die zu unterdrückenden Oberwellen verschwindet.

Energieübertragung vom Sender zu weit entfernten Antennen.

D.R.P. 437 207, Klasse 21 a⁴, Gruppe 1 (Radio Corp. of America), pat. vom 1. November 1923, ausgegeben am 18. November 1926.

In manchen Fällen kann es erwünscht sein, die Antenne weit entfernt vom Sender anzuordnen. In diesen Fällen ergeben sich Schwierigkeiten, starke Hochfrequenzenergien auf größere Entfernungen zu übertragen, da am Ende der Übertragerleitung Reflexion eintritt, so daß sich stehende Wellen auf der Übertragerleitung ausbilden. Dann sind aber Strom und Spannung um 90 Grad in der Phase verschoben, so daß



eine Energieübertragung nicht eintritt. Erfindungsgemäß wird das Ende der Übertragerleitung durch einen Widerstand geschlossen, dessen effektiver Scheinwiderstand gleich dem Wellenwiderstand der Übertragerleitung ist, so daß sich keine stehenden Wellen auf dieser ausbilden können. Dies kann erreicht werden, wenn das Übertragungsverhältnis gleich $\sqrt{\frac{Z_0}{R}}$ ist, wo Z_0 der Wellenwiderstand der Leitung (angenähert gleich $\sqrt{\frac{L}{C}}$) und R der Antennenwiderstand bedeuten.

Röhrensender für Tonfrequenzen.

D.R.P. 436 306, Klasse 21 a⁴, Gruppe 8 (Telefunken), pat. vom 27. August 1925, ausgegeben am 30. Oktober 1926.

Bei der in Fig. 4 wiedergegebenen Schaltung zur Erzeugung tonfrequenter Schwingungen sind die Schwingungskreise nicht auf die betreffende Niederfrequenz abgestimmt, sondern auf irgendeine Hochfrequenz. Durch eine geeignete

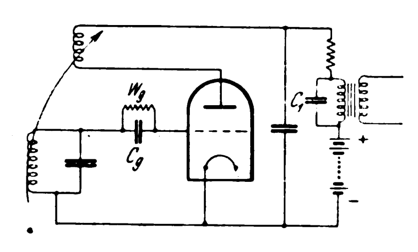


Fig. 4.

Bemessung von Gitterwiderstand W_g und Gitterkondensator C_g wird eine Tonmodulation der hochfrequenten Schwingungen hervorgerufen. Im Anodenkreis wird die Niederfrequenz von der Hochfrequenz getrennt und durch den Transformator T auf einen Nutzkreis übertragen. Mit Hilfe der Kondensatoren C_g und C_1 kann man die Tonhöhe regeln.

Synchrone Steuerung mehrerer Röhrensender durch einen Hauptsender.

D.R.P. 437 068, Klasse 21 a⁴, Gruppe 8 (Telefunken), pat. vom 21. Oktober 1925, ausgegeben am 11. November 1926.

In manchen Fällen, z. B. beim gleichzeitigen Betrieb mehrerer Rundfunksender, ist es erwünscht, mehrere Röhrensender durch einen Hauptsender mit der gleichen Welle zu steuern. Es ist natürlich unmöglich, daß der Hauptsender die gleiche Welle aussendet, mit der die ferngesteuerten Sender arbeiten sollen, da zwischen der Empfangsantenne und Sendeantenne des letzteren eine Rückkopplung vorhanden wäre und Selbsterregung eintreten müßte. Erfindungsgemäß wird diese Aufgabe dadurch gelöst, daß eine Frequenztransformation vorgenommen wird. Diese kann in beliebiger Weise erfolgen, insbesondere können die Verhältnisse so gewählt werden, daß die Arbeitsfrequenz des fremdgesteuerten Senders gleich einen Harmonischen der Frequenz des Steuersenders ist.

Piezoelektrische Schwingungskontrolle.

Brit. Pat. 259 174 (Wired Radio, 2. Oktober 1925), ausgegeben am 24. November 1926.

Die piezoelektrische Schwingungskontrolle für mehrere Frequenzen wird gewöhnlich durch Um- oder Einschaltung mehrerer Piezokristalle mit verschiedenen Eigenfrequenzen bewirkt (vgl. z. B. Brit. Pat. 258 707). Erfindungsgemäß werden die Kristalle P_1 und P_2 zwischen zwei Metallplatten M_1, M_2 aufeinandergeschichtet, wie dies die Fig. 5 zeigt. Bei Resonanzabstimmung des Schwingungskreises C, L spricht jeweils der betreffende Kristall im Gitterkreis an, so daß die Schwingungskontrolle eintritt.

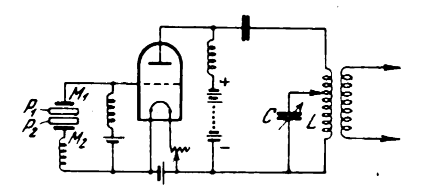


Fig. 5.

Schwingungserzeugung mittels Zweielektrodenröhre.

Brit. Pat. 258 989 (Eccles, 15. August 1925), ausgegeben am 24. November 1926.

In einem L e c h e r schen Drahtsystem ist eine Zweielektrodenröhre so eingeschaltet, daß die Anode in der einen, die Kathode in der anderen Drahtleitung liegt. A, B, C, D (Fig. 6) sind Stromknoten, M Spannungsknoten

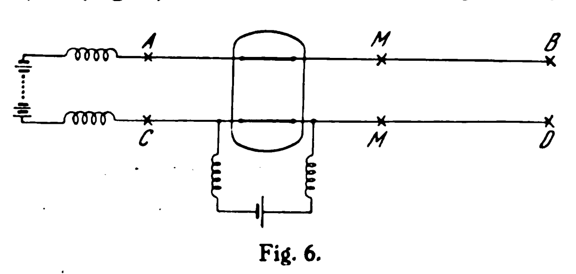


Fig. 6.

der auf den Drähten entstehenden stehenden Wellen. Die Röhre liegt zwischen einem Spannungs- und einem Stromknoten.

Es können auch mehrere Röhren längs eines Drahtsystems an geeigneten Punkten in der gleichen Weise eingeschaltet werden.

Beseitigung des Fading-Effektes beim Kurzwellensenden.

D.R.P. 436 307, Klasse 21 a⁴, Gruppe 9 (Radio Corp. of America), pat. vom 17. Juni 1925, Unionspriorität vom 6. November 1924, ausgegeben am 30. Oktober 1926.

Erfindungsgemäß soll die Beseitigung des Fadingeffektes dadurch erzielt werden, daß an der Sendestelle eine Reihe von Frequenzen bzw. ein Frequenzband erzeugt und moduliert wird und auf der Empfangsstelle alle Frequenzen aufgenommen und gemeinsam zur Wirkung gebracht werden.

Anstatt gleichzeitig mehrere Frequenzen zu erzeugen, kann auch eine Sendefrequenz periodisch geändert werden. Die Frequenz dieser periodischen Änderung muß natürlich erheblich größer als die höchste Modulationsfrequenz sein, damit eine akkumulative Wirkung im Empfänger erzielt wird.

Modulation durch Kondensatormikrophon.

Brit. Pat. 258 643, 258 654, 258 946 (Rickets, 22. Juni 1925, 23. Juni 1925, 1. Juli 1925), ausgegeben am 17., 24. November 1926.

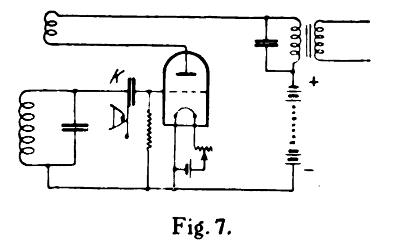


Fig. 7.

In den angegebenen Patenten sind zahlreiche Modulationsschaltungen angegeben, von denen in Fig. 7 eine

wiedergegeben ist und bei denen ein Kondensatormikrophon *K* derart geschaltet ist, daß es nicht nur die Modulation ausführen, sondern auch noch andere Funktionen übernehmen kann, z. B. als Gitterkondensator einer Audionschaltung wirkt, wie dies die Fig. 7 zeigt, oder als Rückkopplungs-Regelungskondensator und dergleichen verwendet werden kann.

Tonmodulation von Röhrensender.

D.R.P. 437 114, Klasse 21 a⁴, Gruppe 17 (Telefunken), pat. vom 2. Oktober 1925, ausgegeben am 13. November 1926.

Zur Tonmodulation wird die im Gitterkreis des Röhrensenders *S* (Fig. 8) liegende Modulationsröhre *M* mit einem

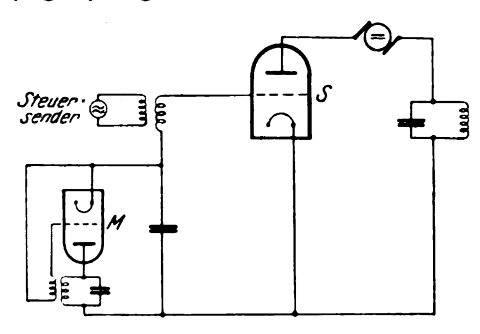


Fig. 8.

rückgekoppelten Schwingungskreis von Tonfrequenz versehen, so daß sie die Tonfrequenz selbst erzeugt. Die Energie für die Modulationsröhre wird dabei dem Gitterkreis selbst entnommen.

Interferenzempfang kurzer Wellen.

D.R.P. 436 379, Klasse 21 a⁴, Gruppe 24 (Telefunken), pat. vom 24. Mai 1925, ausgegeben am 30. Oktober 1926.

Beim Interferenzempfang kurzer Wellen ist es schwierig, die Überlagerungsfrequenz so konstant zu halten, wie dies erforderlich ist. Erfindungsgemäß werden zwei Überlagerungs-

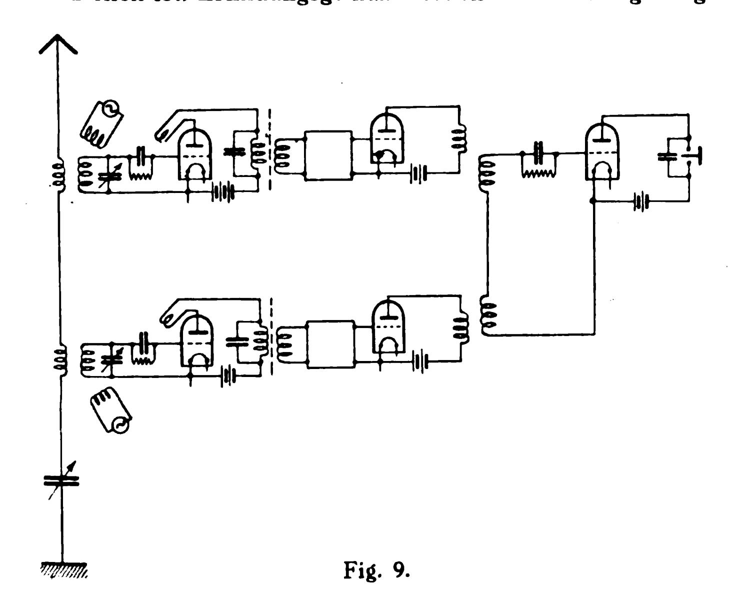


Fig. 9.

frequenzen verwendet, die mit der Empfangswelle zwei Zwischenfrequenzen ergeben, die dann zur Überlagerung gebracht, erst die hörbare Interferenzschwingung ergeben. Änderungen der Überlagerungsfrequenzen machen sich im Empfangston in diesem Falle nicht bemerkbar, wenn beide Überlagerungsfrequenzen sich gleichmäßig ändern, d. h. die Differenz ihrer Frequenzen konstant bleibt, was offenbar leichter zu erreichen ist. Die Empfangsanordnung zeigt Fig. 9. Vor dem gemeinsamen Empfangskreis sind Filter eingeschaltet, so daß nur die Zwischenfrequenzen in den Empfänger gelangen können.

Beseitigung von Mißweisungen bei Peileinrichtungen.

D. R. P. 436 885 und 437 164, Klasse 21a⁴, Gruppe 48 (Telefunken), pat. vom 28. April 1923 und 27. Oktober 1925, ausgegeben am 12. November 1926.

Bei Peileinrichtungen ist es oft notwendig, Mißweisungen z. B. infolge der Metallmassen eines Schiffes oder unscharfe Einstellminima zu beseitigen. Erfindungsgemäß werden Hilfsantennen verwendet, die mit dem Peilrahmen gekoppelt und so abgeglichen sind, daß die Mißweisungen verschwinden.

Spiegel-Antennen-System.

Brit. Pat. 258 942 (Franklin, 30. Juni 1925), ausgegeben am 24. November 1926.

Das in der Fig. 10 wiedergegebene Antennensystem für Richtsenden oder Richtempfang besteht aus einer Anzahl Antennen *A*, die vom Sender *S* unmittelbar erregt werden, während eine zweite Gruppe Antennen *B* durch Strahlung

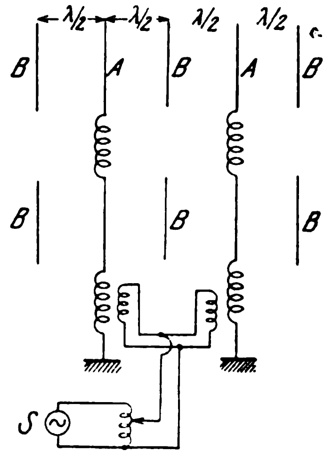


Fig. 10.

von den Antennen *A* erregt werden. Beide Antennenarten wechseln ab und alle Antennen sind in einer Ebene im gegenseitigen Abstand einer halben Wellenlänge angeordnet, obwohl geringe Abweichungen durch die Abstimmung ausgeglichen werden können.

Kopplung von Horizontalantennen.

D.R.P. 436 462, Klasse 21a⁴, Gruppe 66 (Telefunken), pat. vom 1. Oktober 1925, ausgegeben am 2. November 1926.

Die Erregung von Horizontal-Antennen, wie sie besonders für kurze Wellen gewöhnlich mit Reflektoren verwendet

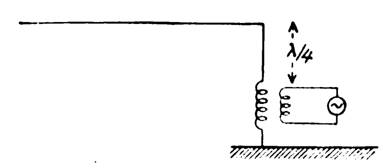


Fig. 11.

werden, soll erfindungsgemäß in der Weise vorgenommen werden, daß der erregende Sender in einer Entfernung von

annähernd ein Viertel der Wellenlänge von der Antenne entfernt aufgestellt ist (vgl. Fig. 11).

Um die Strahlungswirkung der vertikalen Zuleitung aufzuheben, wird vorgeschlagen, parallel zu dieser einen Draht

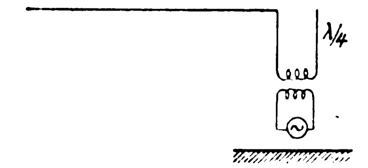


Fig. 12.

zu spannen, der vom Sender in ein Viertel Wellenlänge erregt wird, wie dies die Fig. 12 zeigt.

Kurzwellen-Antennen.

D.R.P. 436 310 und 436 461, Klasse $21a^4$, Gruppe 66 (Telefunken), pat. vom 26. Juli 1924, ausgegeben am 29. Oktober 1926 bzw. 2. November 1926.

Für Empfang (D.R.P. 436 310) wie auch beim Senden (D.R.P. 436 461) hat es sich gezeigt, daß die Antenne am günstigsten wirkt, wenn sie als gerader Draht ohne irgendwelche Verlängerungsspulen in ihrer Grundwelle oder in einer Oberwelle schwingt. Erfindungsgemäß wird nun die zur Kopplung mit dem Empfänger oder Sender erforderliche Selbstinduktion durch einen zusätzlichen Wechselstromwiderstand aufgehoben.

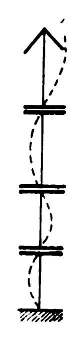


Fig. 13.

Zur Erhöhung der Raumstrahlung soll überdies an jeden, mindestens aber an den letzten Spannungsknotenpunkt ein Kondensator eingeschaltet werden, wie dies die Fig. 13 zeigt (vgl. auch Brit. Pat. 239 854).

Hochfrequenztelephonie längs Hochspannungsleitungen.

D.R.P. 436 136, Klasse $21a^4$, Gruppe 59 (Telefunken), pat. vom 17. Oktober 1923, ausgegeben am 30. Oktober 1926.

Wenn bei Arbeiten an Hochspannungsleitungen den Sicherheitsvorschriften entsprechend Schutzerdungen vor-

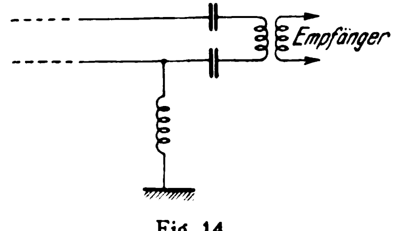


Fig. 14.

genommen werden, so wird dadurch die Charakteristik der Hochspannungsleitung für die Hochfrequenzträgerwelle gewöhnlich so ungünstig verändert, daß der Betrieb gestört wird. Erfindungsgemäß sollen diese Schutzerdungen über

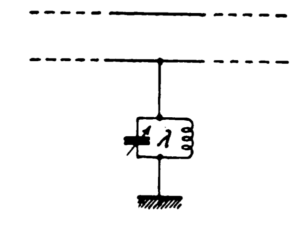


Fig. 15.

entsprechend dimensionierte Drosseln oder über Sperrkreise erfolgen, die auf die Trägerfrequenz abgestimmt sind. In

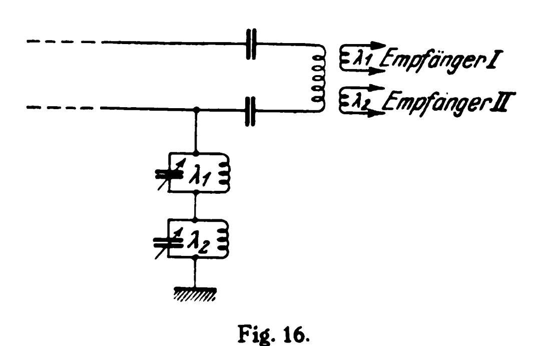


Fig. 16.

Fig. 14, 15 und 16 sind einige Ausführungsformen wiedergegeben.

Einrichtung zur Bildübertragung, zum Fernsehen u. dgl.

D.R.P. 437 519, Klasse $21a^1$, Gruppe 32 (Migaly), pat. vom 6. November 1920, ausgegeben am 23. November 1926.

Für die Aufteilung bzw. Abtastung der Bildfläche bei der Bildübertragung verwendet man bekanntlich unter anderem auch ein System zweier zueinander, unter einem Winkel bewegter Spiegel, z. B. Fernseher von Szczepanik. Man hat auch bereits vorgeschlagen, die Spiegel von Oszillographen zu diesem Zweck zu benutzen, um Synchronismus zu erzielen. Erfindungsgemäß soll der schneller

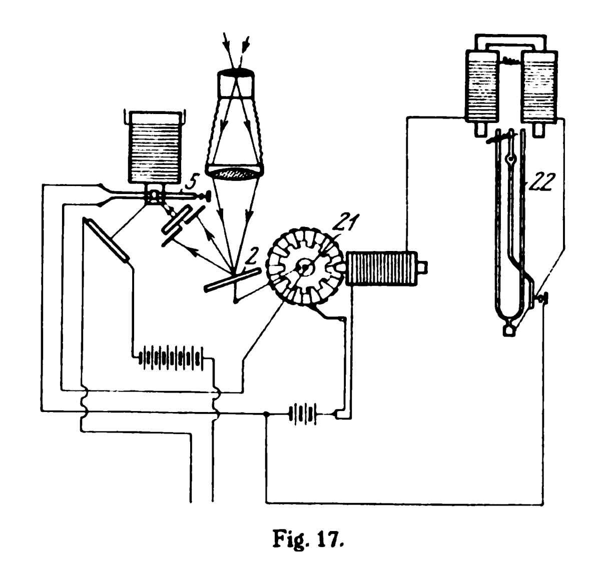


Fig. 17.

bewegte Spiegel sowohl beim Sender als auch beim Empfänger als Spiegel eines Oszillographen ausgebildet sein, um eine möglichst hohe Bewegungsgeschwindigkeit der Spiegel zu erzielen. Eine Geberstation dieser Art zeigt Fig. 17.



Der langsamer bewegte Spiegel 2 wird durch ein phonisches Rad 21 bewegt, dessen Erregerstrom durch den Stimmgabelunterbrecher 22 erzeugt wird. Der zweite schneller bewegte Spiegel 5 ist als Spiegel eines Oszillographen ausgebildet, der mit Wechselstrom geeigneter Frequenz betätigt wird.

Einrichtung zur Bildübertragung.

D.R.P. 437 540, Klasse 21a[1], Gruppe 32 (Mills Novelty Co., Chicago), pat. vom 28. Mai 1922, ausgegeben am 24. November 1926.

Zur Erzielung hoher Bildübertragungsgeschwindigkeiten soll die Abtastung nicht punktweise, sondern zeilenweise erfolgen, und zur gleichzeitigen Übertragung der Zeile eine größere Zahl lichtelektrischer Elemente in einer gradlinigen Reihe angeordnet sein. Das durch eine Linse 10 (Fig. 18) auf den Schirm 11 projizierte Bild wird durch das rotierende Spiegelprisma 12 zeilenweise nacheinander abgetastet und durch einen Schirm 16 mit einem schmalen Schlitz 17 auf die Vorrichtung 18 geworfen, die nebeneinander viele Lichtzellen besitzt. Jeder Lichtzelle ist ein besonderer Sender und auf der Empfangsseite ein besonderer Empfänger zugeordnet.

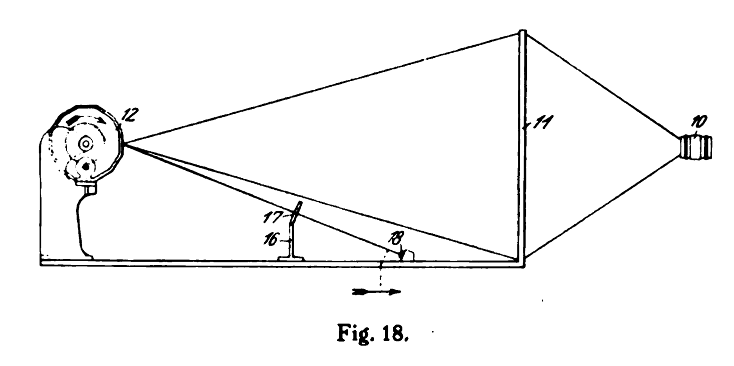


Fig. 18.

Schaltung für Reserveröhren.

Brit. Pat. 258 718 (19. August 1925, Electr. Improv. Ltd.), ausgegeben am 17. November 1926.

In der Fig. 19 ist eine Schaltung für Reserveröhren wiedergegeben, die bewirkt, daß die Reserveröhre II erst voll in Tätigkeit tritt, sobald die Röhre I durchbrennt. Die Widerstände W_1, W_2, W_3 sind so abgeglichen, daß die Heizung der Röhre II zu gering für eine ausreichende Emission ist, solange die Röhre I im Betrieb ist. Brennt die Röhre I aber durch, so erhöht sich die Heizung der Röhre II auf den richtigen Wert. Beruhigungswiderstände W (Eisenvakuumröhren, Drosseln) gleichen geringe Stromschwankungen aus.

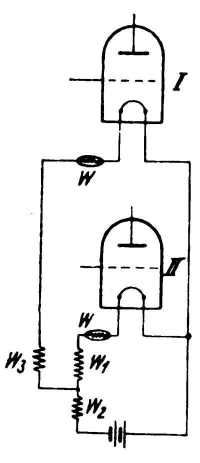


Fig. 19.

Mehrgitterröhre.

D.R.P. 436 253, Klasse 21g, Gruppe 13 (T. K. D., Nürnberg), pat. vom 16. Oktober 1921, ausgegeben am 30. Oktober 1926.

Erfindungsgemäß soll bei einer Röhre mit mehreren Steuerorganen mindestens eine Steuerelektrode hinter der Kathode als Platte ausgebildet sein, so daß die übrigen Steuerelektroden und die Anode den Glühfaden ganz oder teilweise umfassen. Die Fig. 20—22 zeigen einige Ausführungsformen. Mit F ist der Heizfaden, mit A die Anode, mit G_1 die plattenförmige Steuerelektrode, mit G_2, G_3 usw. die übrigen Steuerelektroden bezeichnet.

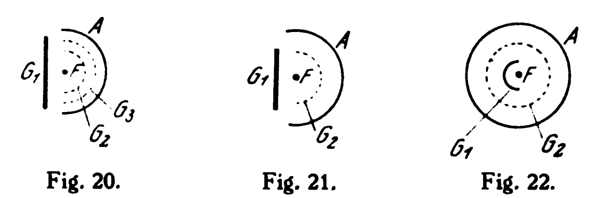


Fig. 20. Fig. 21. Fig. 22.

Heizfaden für Röhren.

Brit. Pat. 258 642 (Edison Swan El. Co., 20. Juni 1925), ausgegeben am 17. November 1926.

Um die Änderungen der Kristallstruktur der Heizfäden zu verringern, wird dem Wolframoxyd vor der Reduktion eine geringe Menge (etwa 0,9 %) Berylliumsilikat zugesetzt.

Messung und Nachweis kleiner Frequenzänderungen.

D.R.P. 436 827, Klasse 21g, Gruppe 30 (Löwy, Wien), pat. vom 28. März 1924, Unionspriorität vom 6. März 1924, ausgegeben am 13. November 1926.

Zum Nachweis kleiner Frequenzänderungen, insbesondere zum Nachweis der durch unterirdische elektrische Leiter oder Schichten verursachten Beeinflussung von Schwingungskreisen wird erfindungsgemäß ein Sender, insbesondere ein Röhrensender verwendet, der so eingestellt ist, daß der Schwingungsvorgang in der unmittelbaren Nähe einer Abreißstelle oder in einem Gebiet sehr steilen Abfalles der Schwingungsamplitude liegt, so daß durch geringe Frequenzänderungen große Änderungen der Schwingungs-

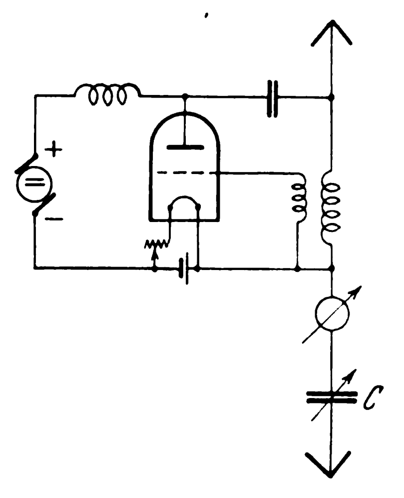


Fig. 23.



amplitude erzielt werden. Eine Ausführungsform, die vorzugsweise für Messungen vom Luftfahrzeug aus gedacht ist, zeigt Fig. 23. Die Einstellung des geeigneten Schwingungszustandes erfolgt durch Einregelung des Antennenverkürzungskondensators *C*. Beobachtet wird entweder der Strom in einem Wellenmesser oder im Sender selbst.

Röhrenvoltmeter.

Brit. Pat. 259 071 (Gen. El. Co., 18. Dezember 1925), ausgegeben am 24. November 1926.

Bei dem in Fig. 24 wiedergegebenen Röhrenvoltmeter wird eine gemeinsame Heiz-Anoden- und Gitterbatterie *B* benutzt. Durch Widerstände R_1, R_2, R_3, R_4 werden die ge-

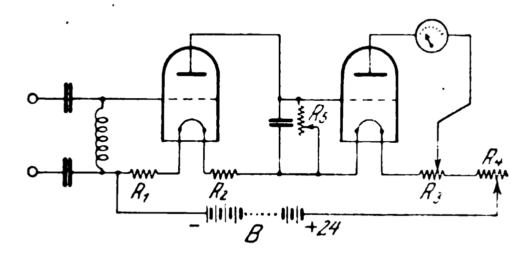


Fig. 24.

eigneten Gittervor- und Anodenspannungen erzielt, während der Gesamtstrom beide Heizfäden hintereinander durchfließt. Als Batteriespannung wird 24 Volt angegeben.

Die neuesten deutschen Hochfrequenz-Patente.

Nr.	Klasse und Gruppe	Ausgabetag	Inhalt
427 528	21a^4/16	3. 11. 26	Tasten mittels Lichtbogenrelais
*436 130	21a^4/1	30. 10. 26	Beseitigung von Oberwellen beim Senden
436 133	21a^4/25	30. 10. 26	Doppelgitterschaltung für Gleichstromrelais
*436 136	21a^4/59	30. 10. 26	Hochfrequenztelephonie längs Hochspannungsleitungen
*436 253	21g /13	30. 10. 26	Mehrgitterröhre
*436 304	21a^4/1	30 10. 26	Kopplung von Schwingungskreisen
436 305	21a^4/8	30. 10. 26	Röhrensender
*436 306	21a^4/8	30. 10. 26	Röhrensender für Tonfrequenzen
*436 307	21a^4/9	30. 10. 26	Sendeverfahren für kurze Wellen zur Fading-Beseitigung
436 308	21a^4/46	30. 10. 26	Richtantennen-System
436 309	21a^4/48	30. 10. 26	Richtungsbestimmung
*436 310	21a^4/66	29. 10. 26	Empfangsantenne
436 314	21e /21	29. 10. 26	Photographische Aufnahmen in Vakuumröhren
436 315	21g /15	30. 10. 26	Pendelgleichrichter
436 378	21a^4/14	30. 10. 26	Tast- und Telephoniedrossel
*436 379	21a^4/24	30. 10. 26	Interferenzempfang sehr kurzer Wellen
436 382	21a^4/68	30. 10. 26	Flachspule mit Schiebekontakt
436 383	21a^4/70	30. 10. 26	Einstellvorrichtung
436 384	21a^4/70	3. 11. 26	Feineinstellung für Spulenhalter
436 385	21c /59	3. 11. 26	Tourenregelung v. Hochfrequenzmasch.
436 386	21c /59	9. 11. 26	" " "
436 458	21a^4/22	2. 11. 26	Störbeseitigung
436 459	21a^4/22	2. 11. 26	"
436 460	21a^4/57	2. 11. 26	Anrufvorrichtung
*436 461	21a^4/66	2. 11. 26	Raumstrahlantenne
*436 462	21a^4/66	2. 11. 26	Erregung von Kurzwellen-Horizontalantennen
436 463	21a^4/68	2. 11. 26	Spulenträger
436 464	21a^4/74	8. 11. 26	Kopplungseinrichtung für Spulen
436 465	21a^4/77	3. 11. 26	Röhrensockel
436 466	21a^4/77	2. 11. 26	"
436 467	21c /59	3. 11. 26	Tourenregelung v. Hochfzequenzmasch.
436 528	21a^4/22	9. 11. 26	Störbeseitigung
436 728	21c /22	6. 11 26	Federstecker
436 822	21b /10	10. 11. 26	Quecksilberchlorürelement
436 823	21b /10	10. 11. 26	Trockenelement
*436 827	21g /30	13. 11. 26	Nachweis unterirdischer Leiter mit Hochfrequenz
436 846	21g /10	9. 11. 26	Kondensator
*436 885	21a^4/48	12. 11. 26	Bord-Peilgerät
*437 068	21a^4/8	11. 11. 26	Synchron-Arbeiten von Röhrensendern
437 069	21a^4/70	13. 11. 26	Einstellvorrichtung
437 070	21g /15	13. 11. 26	Gleichstromtransformator
*437 114	21a^4/17	12. 11. 26	Modulation bei Röhrensender
437 117	21c /21	15. 11. 26	Litzenanschlußklemme
437 119	21c /21	15. 11. 26	Klemme
437 124	21g /25	13. 11. 26	Medizinischer Hochfrequenzapparat
*437 164	21f /34	15. 11. 26	Herstellung von Glühfäden
437 166	21f /40	16. 11. 26	Einschmelzmaschine für Röhren
*437 207	21a^4/1	18. 11. 26	Übertragung vom Sender zur entfernten Antenne
437 239	21a^2/18	13. 11. 26	Mikrophon
437 335	21a^4/14	16. 11. 26	Modulationsanordnung
437 336	21b /8	19. 11. 26	Kupferoxyd-Element
437 453	21e /13	24. 11. 26	Aufzeichnung schneller elektrischer Vorgänge
437 456	21g /13	24. 11. 26	Gitter für Röhren
437 478	21d^3/48	24. 11. 26	Niederfrequenztransformator
*437 519	21a^1/32	23. 11 26	Bildübertragung, Fernsehen
*437 540	21a^1/32	24. 11. 26	" "
437 541	21a^2/11	23. 11. 26	Ringförmige Telephonmembran
437 542	21a^4/29	24. 11. 26	Rückkopplungsempfangsschaltung
437 544	21a^4/59	24. 11. 26	Hochfrequenztelephonie in Starkstromnetzen
437 545	21a^4/59	24. 11. 26	Kopplung von Hochfrequenzgeräten mit Hochspannungsleitungen
437 546	21a^4/72	24. 11. 26	Kontaktleiste
437 549	21g /13	24. 11. 26	Röhre mit Cäsiumfüllung
437 610	21a^2/11	24. 11. 26	Tonwiedergabe-Vorrichtung
437 611	21a^4/59	24. 11. 26	Hochfrequenztelephonie längs Leitungen mittels Wanderwellen

Die mit * bezeichneten Patente sind in diesem Heft ausführlicher referiert.

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie
Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

INHALT.

Manuskripte für das Jahrbuch, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an die Schriftl. Dr. E. Mauz, Greifswald, Physikal. Institut, zu senden. — Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen. — Abonnements und Inserate sind zu richten an die Verlagsbuchhandlung M. Krayn, Berlin W 10, Genthiner Straße 39, Postscheck-Konto Berlin 32647.

Ein Beitrag zur Theorie der Niederfrequenzverstärkung mit Widerstandskopplung.

Von **Heinrich Kafka.**

Das Ziel der folgenden Arbeit ist die Darstellung der Frequenzabhängigkeit einer Niederfrequenzstufe mit Widerstandskopplung durch Ortsdiagramme. Bei dieser sehr anschaulichen Darstellungsart läßt sich der Einfluß der verschiedenen in Betracht kommenden Größen auf die Verstärkung und ihre Frequenzabhängigkeit viel leichter übersehen als aus Formeln.

Den ersten Schritt zur Lösung der gestellten Aufgabe bildet die Aufstellung der Grundgleichungen einer Elektronenröhre. Wenn wir zunächst von den Röhrenkapazitäten absehen, so gilt für die Wechselanteile der Gitter- und Anodengrößen einer Eingitter-Elektronenröhre bei den in Fig. 1 eingetragenen Zählpfeilen die Vektorgleichung

$$\mathfrak{J}_a = \mathfrak{E}_g S + \mathfrak{E}_a G_i \,. \qquad (1)$$

Dabei bedeutet:

$\mathfrak{E}_g$ Zeitvektor (Effektivwert) der Gitterspannung,
$\mathfrak{E}_a$ „ „ der Anodenspannung,
$\mathfrak{J}_a$ „ „ des Anodenstroms,
S Steilheit der statischen Charakteristik,
G_i innerer Wirkleitwert der Röhre.

Die durch die Röhrenkapazitäten bedingten Kapazitätsströme sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt:

Pos.	Zählrichtung des Stroms	Kapazität	Spannung	Kapazitätsstrom
1	Kathode-Anode	C_{ka}	$\mathfrak{E}_a$	$\mathfrak{E}_a \mathrm{j}\omega C_{ka}$
2	Gitter-Anode	C_{ga}	$\mathfrak{E}_a - \mathfrak{E}_g$	$(\mathfrak{E}_a - \mathfrak{E}_g)\mathrm{j}\omega C_{ga}$
3	Kathode-Gitter	C_{kg}	$\mathfrak{E}_g$	$\mathfrak{E}_g \mathrm{j}\omega C_{kg}$
4	Anode-Gitter	C_{ga}	$\mathfrak{E}_g - \mathfrak{E}_a$	$(\mathfrak{E}_g - \mathfrak{E}_a)\mathrm{j}\omega C_{ga}$

Der bei Berücksichtigung der Röhrenkapazitäten auftretende Anodenstrom wird erhalten, wenn zur rechten Seite der Gleichung (1) die Kapazitätsströme Pos. 1 und 2 der vorstehenden Tabelle addiert werden:

$$\mathfrak{J}_a = \mathfrak{E}_g S + \mathfrak{E}_a G_i + \mathfrak{E}_a \mathrm{j}\omega C_{ka} + (\mathfrak{E}_a - \mathfrak{E}_g)\mathrm{j}\omega C_{ga}.$$

Die Addition der Kapazitätsströme Pos. 3 und 4 liefert den Gitterstrom

$$\mathfrak{J}_g = \mathfrak{E}_g \mathrm{j}\omega C_{kg} + (\mathfrak{E}_g - \mathfrak{E}_a)\mathrm{j}\omega C_{ga}.$$

Wenn wir in den vorstehenden Gleichungen die Glieder mit $\mathfrak{E}_g$ und $\mathfrak{E}_a$ zusammenfassen, so erhalten wir die folgenden Grundgleichungen der Eingitter-Elektronenröhre, welche bereits von Ollendorff[1]) aufgestellt wurden:

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{J}_a &= \mathfrak{E}_g(S - \mathrm{j}\omega C_{ga}) + \mathfrak{E}_a(G_i + \mathrm{j}\omega C_A),\\ \mathfrak{J}_g &= \mathfrak{E}_g \mathrm{j}\omega C_G - \mathfrak{E}_a \mathrm{j}\omega C_{ga};\\ \text{dabei ist } C_A &= C_{ka} + C_{ga},\\ C_G &= C_{kg} + C_{ga}. \end{aligned}\right\} \qquad (2)$$

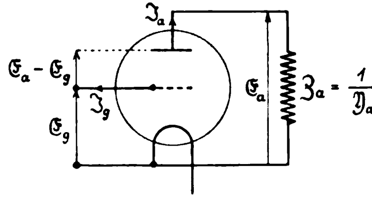


Fig. 1.

Wenn wir die Anodenbelastung der Röhre durch den Scheinleitwert $\mathfrak{Y}_a$ charakterisieren und dementsprechend

$$\mathfrak{J}_a = -\mathfrak{E}_a \mathfrak{Y}_a \text{ (s. die Zählpfeile in Fig. 1)} \qquad (3)$$

[1]) S. Literaturnachweis 1.

setzen, so erhalten wir aus der ersten Gleichung (2) nach einer kleinen Umformung für das Verhältnis der Anoden- zur Gitterspannung den Ausdruck

$$\frac{\mathfrak{E}_a}{\mathfrak{E}_g} = - \frac{S - \mathrm{j}\,\omega\, C_{g\,a}}{G_i + \mathrm{j}\,\omega\, C_A + \mathfrak{Y}_a}. \tag{4}$$

Wird der vorstehende Ausdruck in die zweite Gl. (2) eingesetzt, so läßt sich der Gitterstrom auf die Form bringen

$$\mathfrak{J}_g = \mathfrak{E}_g \left[\mathrm{j}\,\omega\, C_G + \mathrm{j}\,\omega\, C_{g\,a} \frac{S - \mathrm{j}\,\omega\, C_{g\,a}}{G_i + \mathrm{j}\,\omega\, C_A + \mathfrak{Y}_a} \right] = \mathfrak{E}_g\, \mathfrak{Y}_g. \tag{5}$$

Der Ausdruck in der eckigen Klammer stellt den Scheinleitwert für den Gitterstrom dar. Der Verfasser hat in seiner Arbeit „Die Leitwertdiagramme des Elektronenröhrenverstärkers im Wechselstromkreis"[2]) die Ortsdiagramme für den Leitwertvektor $\mathfrak{Y}_g$ einer Hochfrequenzröhre bei veränderlichen Anodenbelastungen abgeleitet.

Bei den für die Niederfrequenzverstärkung in Betracht kommenden Frequenzen ist $\mathrm{j}\omega C_{ga}$ gegen S zu vernachlässigen[3]); der Scheinleitwert für den Gitterstrom ist dann

$$\mathfrak{Y}_g = \mathrm{j}\,\omega\, C_G + \mathrm{j}\,\omega\, C_{g\,a} \frac{S}{G_i + \mathrm{j}\,\omega\, C_A + \mathfrak{Y}_a}. \tag{6}$$

Eine Verstärkungsstufe mit Widerstandskopplung besteht nach Fig. 2 aus einer Elektronenröhre und einer Widerstandskombination. Für die Verstärkung der ganzen Stufe ist das Spannungsverhältnis $\frac{\mathfrak{E}_{g_2}}{\mathfrak{E}_{g_1}}$ maßgebend, das wir jetzt ermitteln wollen. Das Verhältnis der Anodenspannung $\mathfrak{E}_{a1}$ zur Gitterspannung $\mathfrak{E}_{g1}$ der ersten Röhre ist nach (4)

$$\frac{\mathfrak{E}_{a_1}}{\mathfrak{E}_{g_1}} = - \frac{S_1 - \mathrm{j}\,\omega\, C_{ga_1}}{G_{i_1} + \mathrm{j}\,\omega\, C_{A_1} + \mathfrak{Y}_{a_1}}. \tag{7}$$

Der Scheinleitwert $\mathfrak{Y}_{a1}$ der Anodenbelastung der ersten Röhre setzt sich aus dem Leitwert $\mathfrak{y}_{a_1} = \frac{1}{\mathfrak{z}_{a_1}}$ und dem Leitwert $\frac{1}{\mathfrak{z}_{ü} + \mathfrak{Z}_{G_2}}$ zusammen, wobei unter $\mathfrak{Z}_{G_2}$ der gesamte Scheinwiderstand zu verstehen ist, der an der Spannung $\mathfrak{E}_{g_2}$ liegt:

$$\mathfrak{Y}_{a_1} = \mathfrak{y}_{a_1} + \frac{1}{\mathfrak{z}_{ü} + \mathfrak{Z}_{G_2}}. \tag{8}$$

Nach Fig. 2 ist $\mathfrak{Z}_{G2}$ der Widerstand der Parallelschaltung des Scheinwiderstands $\mathfrak{z}_{g_2} \left(= \frac{1}{\mathfrak{y}_{g_2}} \right)$ und des Scheinwiderstands $\mathfrak{Z}_{g_2} = \frac{1}{\mathfrak{Y}_{g_2}}$, wobei $\mathfrak{Y}_{g2}$ den Scheinleitwert für den Gitterstrom der zweiten Röhre darstellt (s. Gleichung [5]). Der Kehrwert von $\mathfrak{Z}_{G2}$ ist der Scheinleitwert

$$\mathfrak{Y}_{G_2} = \mathfrak{y}_{g_2} + \mathfrak{Y}_{g_2}. \tag{9}$$

Da nach Fig. 2

$$\frac{\mathfrak{E}_{g_2}}{\mathfrak{E}_{a_1}} = \frac{\mathfrak{Z}_{G_2}}{\mathfrak{z}_{ü} + \mathfrak{Z}_{G_2}}, \tag{10}$$

ergibt sich durch Multiplikation von (7) und (10) für das gesuchte Spannungsverhältnis der ganzen Verstärkungsstufe der Ausdruck

$$\frac{\mathfrak{E}_{g_2}}{\mathfrak{E}_{g_1}} = - \frac{S_1 - \mathrm{j}\,\omega\, C_{ga_1}}{G_{i_1} + \mathrm{j}\,\omega\, C_{A_1} + \mathfrak{Y}_{a_1}} \cdot \frac{\mathfrak{Z}_{G_2}}{\mathfrak{z}_{ü} + \mathfrak{Z}_{G_2}}. \tag{11}$$

[2]) S. Literaturnachweis 2.

[3]) Bei dem später behandelten Zahlenbeispiel ist $S = 41{,}6 \cdot 10^{-6} S$ (Siemens); für 10000 Perioden und $C_{ga} = 5$ cm ist ωC_{ga} erst $0{,}349 \cdot 10^{-6} S$, also kaum 1% von S.

Für die praktische Verwendung wollen wir den vorstehenden Ausdruck etwas umformen. Zu diesem Zweck denken wir uns den Nenner des ersten Bruchausdrucks auf der rechten Seite mit dem Verhältnis

$$\frac{\mathfrak{z}_{ü} + \mathfrak{Z}_{G_2}}{\mathfrak{Z}_{G_2}} = 1 + \frac{\mathfrak{z}_{ü}}{\mathfrak{Z}_{G_2}} = 1 + \frac{\mathfrak{Y}_{G_2}}{\mathfrak{y}_{ü}}$$

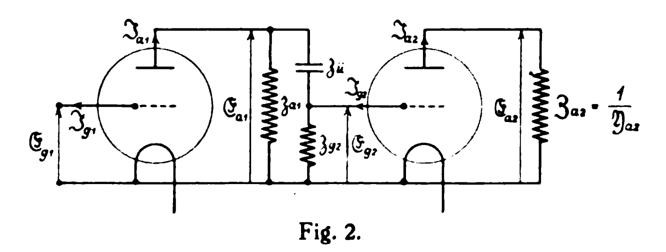


Fig. 2.

multipliziert und für $\mathfrak{Y}_{a1}$ den Ausdruck (8) eingesetzt. Wir erhalten auf diese Weise den Ausdruck

$$\frac{\mathfrak{E}_{g_2}}{\mathfrak{E}_{g_1}} = - \frac{S_1 - \mathrm{j}\,\omega\, C_{ga_1}}{(G_{i_1} + \mathrm{j}\,\omega\, C_{A_1} + \mathfrak{y}_{a_1}) \left(1 + \frac{\mathfrak{Y}_{G_2}}{\mathfrak{y}_{ü}}\right) + \mathfrak{Y}_{G_2}}, \tag{11a}$$

der die Grundlage für unsere weiteren Untersuchungen bildet. Bei den für die Niederfrequenzverstärkung in Betracht kommenden Frequenzen kann, wie bereits bemerkt, $\mathrm{j}\,\omega\, C_{ga_1}$ gegen S_1 vernachlässigt werden.

Wir wollen zunächst einen einfacheren Fall behandeln, indem wir das Spannungsverhältnis $\frac{\mathfrak{E}_{g_2}}{\mathfrak{E}_{g_1}}$ für den Fall bestimmen, daß die zweite Röhre nicht angeschlossen ist; es ist dann $\mathfrak{Y}_{g2} = 0$ und $\mathfrak{Y}_{G2} = \mathfrak{y}_{g2}$. Bei der Widerstandskopplung sind die Größen $\mathfrak{y}_{a1}$ und $\mathfrak{y}_{g2}$ reine Wirkleitwerte, so daß wir setzen können:

$$\mathfrak{y}_{a_1} = g_{a_1},$$
$$\mathfrak{Y}_{G_2} = \mathfrak{y}_{g_2} = g_{g_2}.$$

Der Scheinleitwert $\mathfrak{y}_{ü}$ wird durch den Blindleitwert des Überbrückungskondensators $C_{ü}$ gebildet, dessen Isolationswiderstand als unendlich groß vorausgesetzt sei; es ist also

$$\mathfrak{y}_{ü} = \mathrm{j}\,\omega\, C_{ü}$$

und

$$\frac{\mathfrak{Y}_{G_2}}{\mathfrak{y}_{ü}} = \mathrm{j}\left(- \frac{g_{g_2}}{\omega\, C_{ü}}\right).$$

Wenn die vorstehenden Ausdrücke in die Gl. (11a) eingesetzt werden, so ergibt sich nach entsprechender Umformung der Ausdruck

$$\frac{\mathfrak{E}_{g_2}}{\mathfrak{E}_{g_1}} = \tag{12}$$
$$= \frac{S_1}{-\left[G_{i_1} + g_{a_1} + g_{g_2}\left(1 + \frac{C_{A_1}}{C_{ü}}\right)\right] + \mathrm{j}\left[\frac{(G_{i_1} + g_{a_1})\, g_{g_2}}{\omega\, C_{ü}} - \omega C_{A_1}\right]}.$$

Nach Gl. (12) läßt sich das Spannungsverhältnis $\frac{\mathfrak{E}_{g_2}}{\mathfrak{E}_{g_1}}$ durch einen ebenen Vektor darstellen, dessen Richtung und Betrag sich mit der Frequenz ändern.

Zur graphischen Darstellung der ebenen Vektoren[4]) verwenden wir ein rechtwinkliges Koordinatensystem mit dem Ursprung 0, dessen vertikale Achse wir als W i r k-

[4]) Näheres über die Darstellung der ebenen Vektoren in dem Buch des Verfassers „Die ebene Vektorrechnung und ihre Anwendungen in der Wechselstromtechnik" (Verlag Teubner, Leipzig).

achse w und dessen horizontale Achse wir als Blindachse b bezeichnen (s. Fig. 3). Die positive Richtung der Wirkachse wird durch den Einheitsvektor „1", die positive Richtung der Blindachse durch den Einheitsvektor „j" festgelegt. Vektoren in allgemeiner Lage sollen wie üblich mit

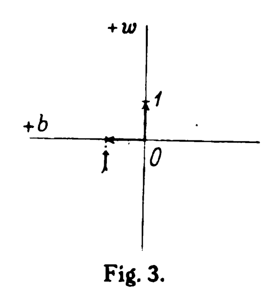


Fig. 3.

deutschen Buchstaben, Vektoren in Richtung der Wirkachse mit lateinischen Buchstaben bezeichnet werden. Vektoren in Richtung der Blindachse sind an dem mit lateinischen Buchstaben verbundenen Symbol j zu erkennen.

Wir können uns den Vektor der Gitterspannung der ersten Röhre in die positive Richtung der Wirkachse gelegt denken (Bezeichnung E_{g1}) und seinen Betrag als Einheit des Spannungsmaßstabs ansehen. Die Vektoren $\frac{\mathfrak{E}_{g_2}}{E_{g_1}}$ geben dann die Richtung der Gitterspannungsvektoren $\mathfrak{E}_{g_2}$ an, während die Beträge von $\mathfrak{E}_{g_2}$ erhalten werden, wenn die Vektoren $\frac{\mathfrak{E}_{g_2}}{E_{g_1}}$ in dem angenommenen Spannungsmaßstab gemessen werden.

Das vektorielle Spannungsverhältnis, dessen Änderung mit der Frequenz f durch ein Ortsdiagramm dargestellt werden soll, hat die Form

$$\left.\begin{aligned} \frac{\mathfrak{E}_{g_2}}{E_{g_1}} &= \frac{S_1}{-K_1 + \mathrm{j}\left(\frac{K_2}{f} - K_3 f\right)} = \frac{S_1}{\mathfrak{N}_f}, \\ \text{wobei } K_1 &= G_{i_1} + g_{a_1} + g_{g_2}\left(1 + \frac{C_{A_1}}{C_{ü}}\right), \\ K_2 &= \frac{(G_{i_1} + g_{a_1})\, g_{g_2}}{2\pi C_{ü}}, \\ K_3 &= 2\pi C_{A_1}. \end{aligned}\right\} \quad (13)$$

Der Nenner von $\frac{\mathfrak{E}_{g_2}}{E_{g_1}}$ stellt einen ebenen Vektor $\mathfrak{N}_f$ mit der konstanten Wirkkomponente $-K_1$ und der mit der Frequenz f veränderlichen Blindkomponente $\mathrm{j}\left(\frac{K_2}{f} - K_3 f\right)$ dar. Bei veränderlicher Frequenz f beschreibt also der Endpunkt des Vektors $\mathfrak{N}_f$ eine Gerade, die im Abstand $-K_1$ parallel zur Blindachse b verläuft. Jedem Punkt dieser Geraden entspricht eine bestimmte Frequenz f. Um nun die Vektoren $\frac{\mathfrak{E}_{g_2}}{E_{g_1}}$ zu erhalten, haben wir nach (13) die Kehrwerte der Vektoren $\mathfrak{N}_f$ zu bilden (welche Größen gleichfalls ebene Vektoren darstellen) und diese Kehrwerte noch mit S_1 zu multiplizieren.

Bildung des Kehrwerts eines ebenen Vektors (Inversion) [5].

Ein ebener Vektor $\mathfrak{N}$ sei durch sein Argument $\varphi(\mathfrak{N})$ (Winkel, den der Vektor mit der positiven Wirkachse einschließt) und seinen Betrag N gegeben. Der Kehrwert $\frac{1}{\mathfrak{N}}$ dieses Vektors wird erhalten, wenn auf dem Strahl mit dem Argument $-\varphi(\mathfrak{N})$ (dessen Richtung das Spiegelbild der Richtung von $\mathfrak{N}$ bezüglich der Wirkachse darstellt), der Betrag $\frac{1}{N}$ aufgetragen wird. Diese Konstruktion läßt sich dadurch vereinfachen, daß an Stelle des Vektors $\mathfrak{N}$ sein Spiegelbild bezüglich der Wirkachse $\check{\mathfrak{N}}$ eingetragen wird. Da die Richtung von $\check{\mathfrak{N}}$ mit der Richtung von $\frac{1}{\mathfrak{N}}$ zusammenfällt, ist auf der Richtung von $\check{\mathfrak{N}}$ nur der Betrag $\frac{1}{N}$ aufzutragen, um den Vektor $\frac{1}{\mathfrak{N}}$ zu erhalten.

Nach dem vorstehend beschriebenen Verfahren haben wir zur graphischen Ermittlung der Kehrwerte der Vektoren

$$\mathfrak{N}_f = -K_1 + \mathrm{j}\left(\frac{K_2}{f} - K_3 f\right)$$

zunächst ihre Spiegelbilder bezüglich der Wirkachse

$$\check{\mathfrak{N}}_f = -K_1 + \mathrm{j}\left[-\left(\frac{K_2}{f} - K_3 f\right)\right]$$

in das Koordinatensystem w, b einzutragen. Bei veränderlicher Frequenz f beschreibt der Endpunkt dieser Vektoren eine Gerade, die im Abstand $-K_1$ parallel zur Blindachse b verläuft (s. Fig. 4). Jedem Punkt dieser Geraden entspricht ein bestimmter Wert der Frequenz f. Um die Vektoren $\frac{1}{\mathfrak{N}_f}$ zu erhalten, sind auf den Richtungen der Vektoren $\check{\mathfrak{N}}_f$ die Kehrwerte ihrer Beträge aufzutragen.

Es läßt sich leicht zeigen, daß die Endpunkte der Vektoren $\frac{1}{\mathfrak{N}_f}$ auf einem Kreis mit dem Durchmesser $\frac{1}{K_1}$ (welcher Wert dem Kehrwert des kürzesten Abstandes der Geraden für $\mathfrak{N}_f$ vom Ursprung 0 entspricht) liegen, der durch den Ursprung 0 geht und dessen Mittelpunkt auf der negativen Wirkachse liegt. Um die Vektoren $\frac{\mathfrak{E}_{g_2}}{E_{g_1}}$ zu erhalten, sind nach (13) die Vektoren $\frac{1}{\mathfrak{N}_f}$ noch mit S_1 zu multiplizieren. Die Endpunkte der Vektoren $\frac{\mathfrak{E}_{g_2}}{E_{g_1}}$ liegen daher auf einem Kreis mit dem Durchmesser

$$2R = \frac{S_1}{K_1} = \frac{S_1}{G_{i_1} + g_{a_1} + g_{g_2}\left(1 + \frac{C_{A_1}}{C_{ü}}\right)}, \quad (14)$$

der durch den Ursprung 0 geht und dessen Mittelpunkt auf der negativen Wirkachse liegt. Dieser Kreis stellt das gesuchte Ortsdiagramm für das Spannungsverhältnis $\frac{\mathfrak{E}_{g_2}}{E_{g_1}}$ bei veränderlicher Frequenz f dar. Der Durchmesser dieses Kreises bestimmt den maximalen Betrag, den das Verstärkungsverhältnis $\frac{\mathfrak{E}_{g_2}}{E_{g_1}}$ annehmen kann.

Die praktische Anwendung des besprochenen Verfahrens soll an einem Zahlenbeispiel erläutert werden. Für die Verstärkungsstufe wollen wir eine Spezialröhre für Widerstandsverstärkung mit folgenden Konstanten [6] voraussetzen:

$$S_1 = 41{,}6 \cdot 10^{-6}\, S \text{ (Siemens)},$$
$$D_1 = 0{,}03,$$

[5]) Näheres darüber in dem schon erwähnten Buch des Verfassers.

[6]) Diese Konstanten entsprechen den von W. Loest (s. Literaturnachweis 4) angegebenen Werten.

$$R_{i_1} = 0{,}8 \cdot 10^6\,\Omega;\quad G_{i_1} = \frac{1}{R_{i_1}} = 1{,}25 \cdot 10^{-6}\,S.$$

Ferner sei [7])

$g_{a_1} = 0{,}2 \cdot 10^{-6}\,S$ (entspricht einem Wirkwiderstand von 5 $M\Omega$),

$g_{g_2} = 0{,}2 \cdot 10^{-6}\,S$ („ „ „ „ 5 „),

$$C_{ü} = 500\,cm = \frac{500}{0{,}9} \cdot 10^{-12}\,F.$$

Die Röhrenkapazitäten hängen von der Konstruktion der betreffenden Röhre ab. Von der Radioröhren-Fabrik Hamburg erhielt ich folgende Angaben für die bekannte Spezialröhre Ökonom — W: $C_{kg} = 1{,}3\,cm$, $C_{ka} = 1{,}2\,cm$, $C_{ga} = 1{,}2\,cm$. Um sicher zu gehen und allfällige zusätzliche Kapazitäten zu berücksichtigen, wollen wir mit folgenden Werten rechnen:

$$C_{kg_1} = C_{ka_1} = C_{ga_1} = 5\,cm = \frac{5}{0{,}9} \cdot 10^{-12}\,F;$$

$$C_{A_1} = C_{ka_1} + C_{ga_1} = 10\,cm = \frac{10}{0{,}9} \cdot 10^{-12}\,F,$$

$$C_{G_1} = C_{kg_1} + C_{ga_1} = 10\,cm = \frac{10}{0{,}9} \cdot 10^{-12}\,F.$$

Die Ausrechnung der Konstanten K_1, K_2 und K_3 (siehe Gleichung [13]) ergibt:

$$K_1 = G_{i_1} + g_{a_1} + g_{g_2}\left(1 + \frac{C_{A_1}}{C_{ü}}\right)$$
$$= 1{,}25 \cdot 10^{-6} + 0{,}2 \cdot 10^{-6} + 0{,}2 \cdot 10^{-6}(1 + 0{,}02) = 1{,}654 \cdot 10^{-6}\,S,$$

$$K_2 = \frac{(G_{i_1} + g_{a_1})\,g_{g_2}}{2\pi C_{ü}}$$
$$= \frac{(1{,}25 \cdot 10^{-6} + 0{,}2 \cdot 10^{-6})\,0{,}2 \cdot 10^{-6}}{2\pi \frac{500}{0{,}9} \cdot 10^{-12}} = 83{,}1 \cdot 10^{-6},$$

$$K_3 = 2\pi C_{A_1} = 2\pi \frac{10}{0{,}9} \cdot 10^{-12} = 69{,}8 \cdot 10^{-12}.$$

Die Werte von $\frac{K_2}{f}$, $K_3 f$ und $\frac{K_2}{f} - K_3 f$ sind für einige in Betracht kommende Frequenzen in der folgenden Tabelle ausgerechnet.

f	$\frac{K_2}{f}$ μS	$K_3 f$ μS	$\frac{K_2}{f} - K_3 f$ μS	$\sphericalangle(-E_{g_1}, \mathfrak{E}_{g_2})$	$V_{12} = \frac{\mathfrak{E}_{g_2}}{E_{g_1}}$	$\frac{V_{12}}{V_{12\,max}} = \cos(-E_{K_1}, \mathfrak{E}_{K_2})$
5	16,620	0,000	16,620	84,3°	2,5	0,099
10	8,310	0,001	8,309	78,7°	4,9	0,195
20	4,155	0,001	4,154	68,3°	9,3	0,370
30	2,770	0,002	2,768	59,2°	12,9	0,513
40	2,078	0,003	2,075	51,5°	15,7	0,623
50	1,662	0,003	1,659	45,1°	17,8	0,706
100	0,831	0,007	0,824	26,5°	22,5	0,895
200	0,416	0,014	0,402	13,7°	24,4	0,972
500	0,166	0,035	0,131	4,5°	25,1	0,997
1 000	0,083	0,070	0,013	0,5°	25,15	1
2 000	0,042	0,140	— 0,098	— 3,4°	25,1	0,998
5 000	0,017	0,349	— 0,332	— 11,4°	24,7	0,980
10 000	0,008	0,698	— 0,690	— 22,6°	23,2	0,923

Wir wollen nun in Fig. 4 das Ortsdiagramm für das Spannungsverhältnis $\frac{\mathfrak{E}_{g_2}}{E_{g_1}}$ bei veränderlicher Frequenz f konstruieren. Nach den früheren Ausführungen haben wir zu diesem Behuf in das Koordinatensystem w, b zunächst den geometrischen Ort für den Endpunkt des Vektors

$$\mathfrak{R}_f = -K_1 + j\left[-\left(\frac{K_2}{f} - K_3 f\right)\right]$$

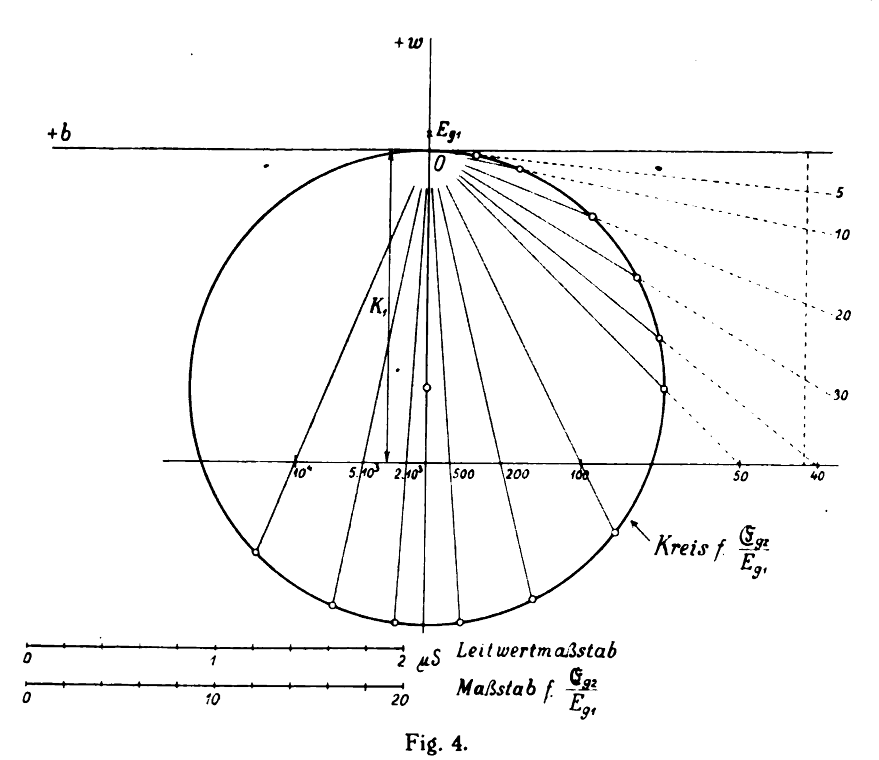


Fig. 4.

[7]) Diese Werte entsprechen den Vorschlägen von v. Ardenne.

einzutragen, für den sich eine Gerade ergibt, die im Abstand $-K_1$ vom Ursprung 0 parallel zur Blindachse b verläuft. Die den einzelnen Werten von f entsprechenden Punkte der Geraden werden erhalten, wenn von ihrem Schnittpunkt mit der Blindachse die Strecken $-\left(\frac{K_2}{f}-K_3 f\right)$ aufgetragen werden (s. Fig. 4). Die Strahlen vom Ursprung 0 nach den Punkten dieser Geraden bestimmen schon die Richtungen der Vektoren $\frac{\mathfrak{E}_{g_2}}{E_{g_1}}$ für die einzelnen Frequenzen. Die Endpunkte dieser Vektoren liegen nach (14) auf einem Kreis mit dem Durchmesser

$$2R = \frac{S_1}{K_1} = \frac{41{,}6 \cdot 10^{-6}}{1{,}654 \cdot 10^{-6}} = 25{,}15,$$

der durch den Ursprung 0 geht und dessen Mittelpunkt auf der negativen Wirkachse liegt. Der Durchmesser dieses Kreises stellt, wie bereits bemerkt, den maximalen Betrag dar, den das Verstärkungsverhältnis für die durch die Bedingung $\frac{K_2}{f}-K_3 f=0$ bestimmte Frequenz erreichen kann.

Bei einer idealen Verstärkung müßte das Verstärkungsverhältnis unabhängig von der Frequenz sein. In diesem Fall würden die Ordinaten aller Ton- und Lautkurven in einem konstanten Verhältnis vergrößert werden, so daß die Form dieser Kurven erhalten bliebe. Das ist nun in Wirklichkeit nicht der Fall. Aus Fig. 4 ist zu ersehen, daß die tiefen Frequenzen (5—50) bedeutend geringer verstärkt werden. Mit steigender Frequenz wird der Betrag der Verstärkung größer und erreicht bei etwa 1000 Perioden das durch den Kreisdurchmesser $2R = \frac{S_1}{K_1}$ bestimmte Maximum. Bei noch höheren Frequenzen nimmt der Betrag der Verstärkung wieder ab. Außerdem ist zu beachten, daß sich mit dem Betrag auch die Richtung des Verstärkungsverhältnisses, also mit anderen Worten der $\sphericalangle (E_{g_1}, \mathfrak{E}_{g_2})$, den der Vektor $\mathfrak{E}_{g_2}$ mit dem Vektor E_{g_1} einschließt, mit der Frequenz ändert. In der Tabelle auf Seite 42 sind die $\sphericalangle (-E_{g_1}, \mathfrak{E}_{g_2})$, die Beträge $V_{12} = \frac{E_{g_2}}{E_{g_1}}$ des Verstärkungsverhältnisses und die Werte $\frac{V_{12}}{V_{12\,max}}$ für die einzelnen Frequenzen eingetragen.

Der Umstand, daß sich das Verstärkungsverhältnis mit der Frequenz nach Richtung und Betrag ändert, hat zur Folge, daß die Verstärkung der Ton- und Lautkurven nicht mehr formgetreu erfolgt. Mit Hilfe des Ortsdiagramms Fig. 4 läßt sich auch die Formänderung bestimmen, die eine an das Gitter der Verstärkungsröhre gelegte periodische Spannungskurve mit den Momentanwerten e_{g_1} bei der Verstärkung erfährt. Nehmen wir als extremen Fall eine periodische Kurve an, die aus einer Grundwelle mit der Frequenz $f^{(1)} = 10$ und einer 3. Harmonischen mit der Frequenz $f^{(3)} = 30$ besteht. Die Momentanwerte e_{g_1} dieser Kurve können durch die Projektionen der geometrischen Summe zweier umlaufender Vektoren auf eine feste Zeitlinie bestimmt werden (s. Fig. 5). Der Betrag des einen Vektors, der sich während einer Periode der Grundwelle einmal herumdreht, ist gleich dem Maximalwert der Grundwelle; seine Lage in einem bestimmten Zeitmoment sei durch den Vektor $\mathfrak{e}_{g_1}^{(1)}$ bestimmt. Der Betrag des zweiten Vektors, der sich während einer Periode der Grundwelle dreimal herumdreht, ist gleich dem Maximalwert der 3. Harmonischen; seine Lage in dem gleichen Zeitmoment sei durch den Vektor $\mathfrak{e}_{g_1}^{(3)}$ bestimmt. In der gleichen Weise lassen sich auch die Momentanwerte e_{g_2} der Spannung $\mathfrak{E}_{g_2}$ durch die Projektionen der geometrischen Summe zweier umlaufender Vektoren auf eine feste Zeitlinie bestimmen. Die Lagen dieser Vektoren in dem betrachteten Zeitmoment seien $\mathfrak{e}_{g_2}^{(1)}$ und $\mathfrak{e}_{g_2}^{(3)}$. Mit Hilfe des Ortsdiagramms Fig. 4 lassen sich die Lagen dieser Vektoren leicht bestimmen; es ist nämlich

$$\frac{\mathfrak{e}_{g_2}^{(1)}}{\mathfrak{e}_{g_1}^{(1)}} = \frac{\mathfrak{E}_{g_2}}{E_{g_1}} \text{ für 10 Perioden,}$$

und

$$\frac{\mathfrak{e}_{g_2}^{(3)}}{\mathfrak{e}_{g_1}^{(3)}} = \frac{\mathfrak{E}_{g_2}}{E_{g_1}} \text{ für 30 Perioden.}$$

Praktisch können gewisse Grenzen für die Änderung des Betrags und damit auch der Richtung des Verstärkungsverhältnisses $\frac{\mathfrak{E}_{g_2}}{E_{g_1}}$ zugelassen werden. Die akustische Güte der Verstärkung wird jedenfalls umso besser, je größer der Bereich der für die Wiedergabe in Betracht kommenden Frequenzen ist, der innerhalb der zuzulassenden Grenzen liegt.

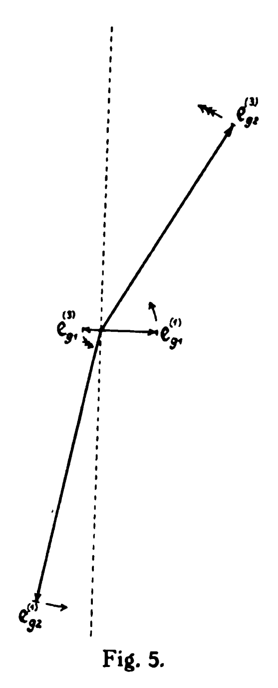


Fig. 5.

Aus der ersten Gleichung (13) und Fig. 4 ist zu ersehen, daß die Phasenverschiebung zwischen $-E_{g_1}$ und $\mathfrak{E}_{g_2}$ durch den folgenden Ausdruck bestimmt ist:

$$\operatorname{tg}(-E_{g_1}, \mathfrak{E}_{g_2}) = \frac{\frac{K_2}{f} - K_3 f}{K_1}. \tag{15}$$

für tiefe Frequenzen ist angenähert

$$\left.\begin{aligned} \operatorname{tg}(-E_{g_1}, \mathfrak{E}_{g_2}) &= \frac{K_2}{f K_1} \\ &= \frac{1}{2\pi f C_{ü}} \cdot \frac{1}{\frac{1}{G_{i_1}+g_{a_1}} + \frac{1}{g_{g_2}}} = \\ &= \frac{1}{2\pi f C_{ü}} \cdot \frac{1}{\frac{R_{i_1} r_{a_1}}{R_{i_1}+r_{a_1}} + r_{g_2}}. \end{aligned}\right\} \tag{16}$$

Die akustische Güte der Verstärkung der tiefen Frequenzen wird umso besser, je kleiner die $\sphericalangle(-E_{g_1}, \mathfrak{E}_{g_2})$ für

diese Frequenzen werden. Aus dem vorstehenden Ausdruck ist zu ersehen, daß eine ausgiebige Verkleinerung dieser Winkel durch Vergrößerung des Überbrückungskondensators $C_ü$ herbeigeführt werden kann. In der gleichen Richtung wirkt bei einer gegebenen Röhre auch eine Verkleinerung von g_{g_2}, für welche Größe wir aber schon in unserem Zahlenbeispiel einen sehr kleinen Wert angenommen haben. Die Vergrößerung von $C_ü$ ist nach v. Ardenne dadurch begrenzt, daß die Abklingzeiten zu groß werden.

Wir wollen jetzt den Fall betrachten, daß die zweite Röhre angeschlossen ist. Für das Verstärkungsverhältnis gilt dann nach (11a) die Gleichung (wenn wieder $j\omega C_{ag_1}$ gegen S_1 vernachlässigt wird)

$$\frac{\mathfrak{E}_{g_2}}{E_{g_1}} = -\frac{S_1}{(G_{i_1} + g_{a_1} + j\omega C_{A_1})\left[1 + j\left(-\frac{\mathfrak{Y}_{G_2}}{\omega C_ü}\right)\right] + \mathfrak{Y}_{G_2}}, \tag{17}$$

wobei $\mathfrak{Y}_{G_2} = g_{g_2} + \mathfrak{Y}_{g_2}$ (nach 9)

und $\mathfrak{Y}_{g_2} = j\omega C_{G_2} + j\omega C_{ga_2} \dfrac{S_2}{G_{i_2} + j\omega C_{A_2} + \mathfrak{Y}_{a_2}}$ (nach 6).

Der Einfachheit halber wollen wir zunächst annehmen, daß als zweite Röhre eine Leistungsröhre mit verhältnismäßig kleinem inneren Widerstand verwendet wird, bei der $j\omega C_{A_2}$ gegen G_{i_2} vernachlässigt werden kann. In diesem Fall ist

$$\mathfrak{Y}_{g_2} = j\omega C_{G_2} + j\omega C_{ga_2} \frac{S_2}{G_{i_2} + \mathfrak{Y}_{a_2}}$$
$$= j\omega C_{G_2} + j\omega C_{ga_2} \frac{1}{D_2}\left(1 - \frac{R_{i_2}}{R_{i_2} + \mathfrak{Z}_{a_2}}\right).$$

Wenn wir ferner noch annehmen, daß der Anodenwiderstand der zweiten Röhre durch einen reinen Wirkwiderstand gebildet werde, der im Interesse der größten Leistungsabgabe gleich dem inneren Widerstand der zweiten Röhre ist, so wird

$$\mathfrak{Y}_{g_2} = j\omega\left(C_{G_2} + C_{ga_2}\frac{1}{2D_2}\right) = j\omega C^*_{G_2} \tag{18}$$

ein reiner Blindleitwert.

Wenn die Ausdrücke für $\mathfrak{Y}_{G_2}$ bzw. $\mathfrak{Y}_{g_2}$ in die erste Gleichung (17) eingesetzt werden, so ergibt sich für $\dfrac{\mathfrak{E}_{g_2}}{E_{g_1}}$ nach entsprechender Umformung ein Ausdruck von der gleichen Form wie in (13):

$$\frac{\mathfrak{E}_{g_2}}{E_{g_1}} = \frac{S_1}{-K_{\rm I} + j\left(\frac{K_{\rm II}}{f} - K_{\rm III} f\right)},$$

$$\text{wobei } K_{\rm I} = (G_{i_1} + g_{a_1})\left(1 + \frac{C^*_{G_2}}{C_ü}\right) + g_{g_2}\left(1 + \frac{C_{A_1}}{C_ü}\right),$$

$$K_{\rm II} = \frac{(G_{i_1} + g_{a_1})\, g_{g_2}}{2\pi C_ü},$$

$$K_{\rm III} = 2\pi\left[C_{A_1}\left(1 + \frac{C^*_{G_2}}{C_ü}\right) + C^*_{G_2}\right]. \tag{19}$$

Das Ortsdiagramm für $\dfrac{\mathfrak{E}_{g_2}}{E_{g_1}}$ läßt sich in ganz ähnlicher Weise konstruieren wie in dem früher behandelten Fall. Es ergibt sich hierfür ein Kreis mit dem Durchmesser

$$2R = \frac{S_1}{K_{\rm I}} = \frac{S_1}{(G_{i_1} + g_{a_1})\left(1 + \frac{C^*_{G_2}}{C_ü}\right) + g_{g_2}\left(1 + \frac{C_{A_1}}{C_{ü_1}}\right)}, \tag{20}$$

der durch den Ursprung 0 geht und dessen Mittelpunkt auf der negativen Wirkachse liegt.

Wir wollen auch hier ein Zahlenbeispiel rechnen. Als zweite Röhre sei eine Leistungsröhre, wie z. B. die Valvo-Lautsprecher 201 B, mit folgenden Konstanten vorausgesetzt:

$$S_2 = 1 \cdot 10^{-3}\, S,$$
$$D_2 = 0{,}17$$
$$R_{i_2} = 5900\, \Omega;\; G_{i_2} = 0{,}1695 \cdot 10^{-3}\, S.$$
$$C_{kg_2} = C_{ka_2} = C_{ga_2} = 5\,cm = \frac{5}{0{,}9} \cdot 10^{-12}\, F,$$
$$C_{A_2} = C_{ka_2} + C_{ga_2} = 10\,cm = \frac{10}{0{,}9} \cdot 10^{-12}\, F,$$
$$C_{G_2} = C_{kg_2} + C_{ga_2} = 10\,cm = \frac{10}{0{,}9} \cdot 10^{-12}\, F.$$

Es ist demnach

$$C^*_{G_2} = C_{G_2} + C_{ga_2}\frac{1}{2D_2} = 27{,}45 \cdot 10^{-12}\, F \text{ (rund 25 cm).}$$

Die Ausrechnung der Konstanten $K_{\rm I}$, $K_{\rm II}$ und $K_{\rm III}$ ergibt folgende Werte:

$$K_{\rm I} = 1{,}726 \cdot 10^{-6}\, S,$$
$$K_{\rm II} = 83{,}1 \cdot 10^{-6}\, S,$$
$$K_{\rm III} = 246 \cdot 10^{-12}.$$

Ferner ist

$$2R = \frac{S_1}{K_{\rm I}} = 24{,}1 \text{ (nach 20).}$$

Die Werte von $\dfrac{K_{\rm II}}{f}$, $K_{\rm III} f$ und $\dfrac{K_{\rm II}}{f} - K_{\rm III} f$ sind für die früher angenommenen Frequenzwerte in der folgenden Tabelle zusammengestellt:

f	$\frac{K_{\rm II}}{f}$ μS	$K_{\rm III} f$ μS	$\frac{K_{\rm II}}{f} - K_{\rm III} f$ μS	$\sphericalangle(-E_{g_1}, \mathfrak{E}_{g_2})$	$V_{12} = \frac{\mathfrak{E}_{g_2}}{E_{g_1}}$	$\frac{V_{12}}{V_{12\,max}} = \cos(-E_{g_1}, \mathfrak{E}_{g_2})$
5	16,620	0,001	16,619	84,1°	2,5	0,103
10	8,310	0,002	8,308	78,3°	4,9	0,203
20	4,155	0,005	4,150	67,4°	9,3	0,384
30	2,770	0,007	2,763	58,1°	12,7	0,529
40	2,078	0,010	2,068	50,2°	15,4	0,641
50	1,662	0,012	1,650	43,7°	17,4	0,723
100	0,831	0,025	0,806	25,0°	21,8	0,906
200	$0{,}415_5$	$0{,}049_2$	0,366	12,0°	23,6	0,978
500	0,166	0,123	0,043	1,4°	24,1	1
1 000	0,083	0,246	− 0,163	− 5,4°	24,0	0,996
2 000	0,042	0,492	− 0,450	− 14,6°	23,3	0,968
5 000	0,017	1,230	− 1,213	− 35,1°	19,7	0,818
10 000	0,008	2,460	− 2,452	− 54,9°	13,9	0,575

Aus dem Vergleich der beiden Tabellen ist schon zu ersehen, daß bei Anschaltung der zweiten Röhre das Verstärkungsverhältnis für die tiefen Frequenzen fast gar nicht geändert wird. Dagegen nimmt das Verstärkungsverhältnis für die höheren Frequenzen unter gleichzeitiger Vergrößerung des Winkels zwischen $-E_{g_1}$ und $\mathfrak{E}_{g_2}$ ab. Die gleiche Wirkung ließe sich auch erzielen, wenn parallel zum Widerstand $r_{g_2} = \dfrac{1}{g_{g_2}}$ ein Kondensator geschaltet wird.

Der Vollständigkeit halber soll zum Schluß noch die Konstruktion des Spannungsverhältnisses $\frac{\mathfrak{E}_{g_2}}{E_{g_1}}$ für den Fall besprochen werden, daß sich die Anodenbelastung der zweiten Röhre in beliebiger Weise mit der Frequenz ändert. Es wird sich dann der Endpunkt des Leitwertvektors

$$\mathfrak{Y}_{G_2} = g_{g_2} + \mathrm{j}\,\omega\, C_{G_2} + \mathrm{j}\,\omega\, C_{ga_2} \frac{S_2}{G_{i_2} + \mathrm{j}\,\omega\, C_{A_2} + \mathfrak{Y}_{a_2}} \qquad (21)$$

bei veränderlicher Frequenz auf einer Kurve allgemeinerer Natur bewegen, die wir als gegeben voraussetzen.

Die erste Gleichung (17) für das Spannungsverhältnis bringen wir auf die Form

$$\frac{\mathfrak{E}_{g_2}}{E_{g_1}} = \qquad (22)$$

$$= \frac{S_1}{-(G_{i_1} + g_{a_1}) - \mathfrak{Y}_{G_2}\left[1 + \frac{C_{A_1}}{C_{ü}} + \mathrm{j}\left(-\frac{G_{i_1} + g_{a_1}}{2\pi f C_{ü}}\right)\right] - \mathrm{j}2\pi f C_{A_1}} = \frac{S_1}{\mathfrak{N}_f}.$$

Nach dieser Gleichung kann das Spannungsverhältnis durch Inversion des geometrischen Orts für den Nennervektor $\mathfrak{N}_f$ abgeleitet werden, wobei die erhaltenen Vektoren noch mit dem Betrag S_1 zu multiplizieren sind. Zur Vereinfachung der Konstruktion gehen wir wieder von dem Spiegelbild des Nenners aus:

$$\check{\mathfrak{N}}_f = -(G_{i_1} + g_{a_1}) - \check{\mathfrak{Y}}_{G_2}\left[1 + \frac{C_{A_1}}{C_{ü}} + \mathrm{j}\,\frac{G_{i_1} + g_{a_1}}{2\pi f C_{ü}}\right] + $$
$$+ \mathrm{j}\,2\pi f C_{A_1}. \qquad (23)$$

Der geometrische Ort für die Endpunkte der Vektoren $\check{\mathfrak{N}}_f$ kann nach der vorstehenden Gleichung in folgender Weise ermittelt werden. Wir tragen zunächst in Richtung der negativen Wirkachse die Strecke $G_{i_1} + g_{a_1}$ auf, durch deren Endpunkt wir uns eine neue Blindachse b' gelegt denken. In das Koordinatensystem w, b' ist sodann die Kurve für $-\check{\mathfrak{Y}}_{G_2}$ [8]) einzutragen. Die Vektoren vom Ursprung 0 nach den Punkten dieser Kurve stellen die Vektoren

$$-(G_{i_1} + g_{a_1}) - \check{\mathfrak{Y}}_{G_2}$$

dar. Nach (23) sind die Vektoren $-\check{\mathfrak{Y}}_{G_2}$ mit dem Ausdruck

$$\left[1 + \frac{C_{A_1}}{C_{ü}} + \mathrm{j}\,\frac{G_{i_1} + g_{a_1}}{2\pi f C_{ü}}\right]$$

zu multiplizieren, welche Operation eine mit der Frequenz veränderliche Drehstreckung darstellt. Diese Drehstreckung wird praktisch punktweise so durchgeführt, daß in Richtung der Vektoren $-\check{\mathfrak{Y}}_{G_2}$ ihre mit dem Verhältnis $1 + \frac{C_{A_1}}{C_{ü}}$ multiplizierten Beträge und senkrecht dazu, im positiven Sinn um 90° verdreht, ihre mit dem Verhältnis $\frac{G_{i_1} + g_{a_1}}{2\pi f C_{ü}}$ multiplizierten Beträge aufgetragen werden. An die so erhaltenen Punkte sind schließlich parallel zur positiven Blindachse die gleichfalls mit der Frequenz veränderlichen Strecken $2\pi f C_{A_1}$ aufzutragen. Die Endpunkte dieser Strecken stellen, auf das Koordinatensystem w, b bezogen, die Endpunkte der Vektoren $\check{\mathfrak{N}}_f$ dar. Um die Vektoren $\frac{\mathfrak{E}_{g_2}}{E_{g_1}}$ zu erhalten, sind auf den Richtungen der Vektoren $\check{\mathfrak{N}}_f$ die mit S_1 multiplizierten Kehrwerte ihrer Beträge aufzutragen.

[8]) Spiegelbild der Kurve für $\mathfrak{Y}_{G_2}$ bezüglich der Blindachse.

Schlußbemerkung.

Der Verfasser hofft, mit der vorstehenden Arbeit den interessierten Fachgenossen eine Anregung für die vektorielle Behandlung von Verstärkungsaufgaben gegeben zu haben. In prinzipiell gleicher Weise läßt sich auch die Hoch-[9]) und Niederfrequenzverstärkung mit Transformatorkopplung behandeln. Die vektorielle Behandlung hat gegenüber dem rein analytischen Verfahren den Vorteil der größeren Anschaulichkeit. Infolgedessen läßt sich auch der Einfluß der verschiedenen in Betracht kommenden Größen auf die Arbeitsweise der Verstärkung leicht übersehen, so daß das meist übliche Probieren bedeutend eingeschränkt werden kann.

Zusammenfassung.

In dem Aufsatz wird die Frequenzabhängigkeit der Niederfrequenzverstärkung mit Widerstandskopplung durch sehr anschauliche Ortsdiagramme dargestellt. Um den wirklichen Verhältnissen möglichst nahe zu kommen, wurden auch die Röhrenkapazitäten und die Belastungsverhältnisse der folgenden Stufe berücksichtigt.

Die Ortsdiagramme für die Frequenzabhängigkeit bilden eine objektive Grundlage für die Untersuchung, ob diese oder jene Widerstandskombination für einen gegebenen Fall zweckmäßiger ist. Außerdem geben die entwickelten Beziehungen Anhaltspunkte für die Berechnung derartiger Schaltungen.

Literaturnachweis.

1. F. Ollendorf, Elektronenverstärker im Wechselstromkreis; Arch. f. El. 13, S. 274 291, 1924.
2. H. Kafka, Die Leitwertdiagramme des Elektronenröhrenverstärkers im Wechselstromkreis; Arch. f. El. 14, S. 347 bis 354, 1924.
3. M. v. Ardenne, Bau von Widerstandsverstärkern; Verlag Schmidt, Berlin.
4. W. Loest, Arbeitscharakteristik und Verstärkungsgrad widerstandsgekoppelter Eingitterröhren; Radio-Amateur 4, S. 380 bis 383 und S. 401—404, 1926.
5. R. Hiecke, Die Widerstandsverstärkung; Radiotechnik (E. u. M.) 44, S. 89—92, 1926.
6. A. Forstmann, Zur Theorie verzerrungsfreier Niederfrequenzverstärkung mit Widerstandsverstärkern; Radio-Amateur 4, S. 684—686, 1926.

(Eingegangen am 8. 11. 1926.)

[9]) Bei Hochfrequenz darf aber $\mathrm{j}\,\omega\, C_{ag}$ gegen S nicht vernachlässigt werden.

Strahlungsuntersuchungen an Horizontalantennen,
die in einer höheren Harmonischen erregt sind.

Von **Gerhard Grimsen.**

(Fortsetzung.) *)

IIb.

Die verwendeten Anordnungen.

Der Sender war eine nach den Angaben von Kiebitz[24]) gebaute Zweiröhren-Gegentaktschaltung, deren Vorzüge gerade zur Erzeugung kurzer Wellen bekannt sind[25]). Es wurden dabei zwei Röhren der Type RS 18 IV mit 16 Volt Heizspannung und 3—4000 Volt Anodenspannung in der symmetrischen Anordnung der Fig. 11 benutzt. Hier setzen

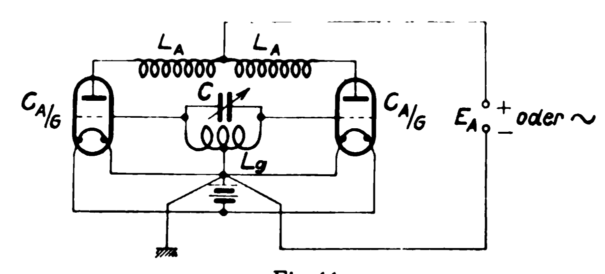


Fig. 11.
Schaltung des Kurzwellen-Senders.

Schwingungen ein, wenn der Gitterkreis (C—Lg) auf den Anodenkreis (La—Cag) abgestimmt ist. Durch geeignete Wahl von La, Lg und C konnten in einem Gebiete von $\lambda = 82$—95 m starke Schwingungen erzeugt werden, die

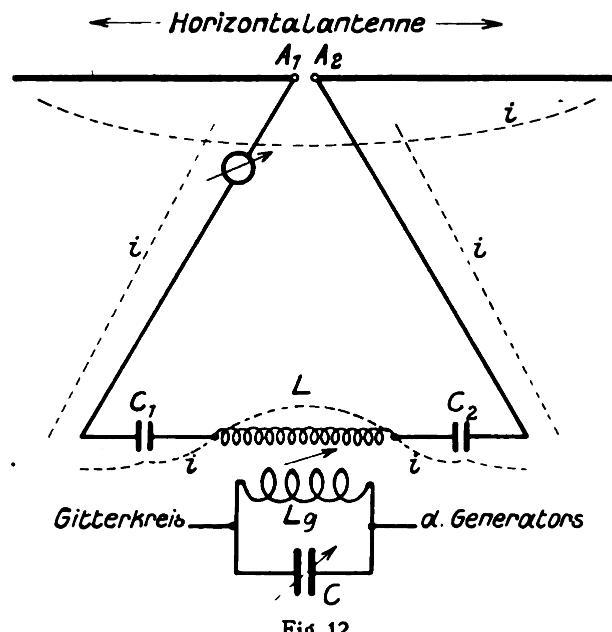


Fig. 12.
Anordnung des Zwischenkreises.

außerordentlich konstant waren. Bei einer Leistungsentnahme von 200 Watt war der Sender stundenlang in Betrieb, ohne daß ein Nachregulieren nötig war.

Die Kopplung des Generators mit der Antenne erfolgte nach einem Vorschlage von F. Kiebitz durch einen Zwischenkreis folgender symmetrischer Form (Fig. 12): Die Induktivität der Spule L, die mit der Gitterspule Lg des Generators gekoppelt war, und die Kapazität der zwei in Reihe geschalteten Kondensatoren C_1 und C_2 ergaben mit den elektrischen Daten der zwei je 3 m langen Zuführungen zur Antennenmitte eine bestimmte Eigenwelle. In den Punkten A_1 und A_2 herrschen phasengleiche Stromzustände (in der Fig. 12 angedeutet). Die Anschaltung eines weiteren Gebildes mit dem Wechselstromwiderstande Null, d. h. eines Kurzschlußbügels oder eines in Resonanz befindlichen Kreises, ruft daher keine Veränderung der Zwischenkreisabstimmung hervor. Die Kondensatoren C_1 und C_2 waren durch den Mantel und die parallel geschalteten acht Adern von zwei Bleirohrkabelstücken gebildet. Durch Verkürzen oder Verlängern dieser Abschnitte wurde dem gesamten Zwischenkreise eine Abstimmung erteilt, die bei $\lambda = 85$ m lag. Dann wurden in A_1 und A_2 die beiden Antennenhälften angeschlossen.

Die Antenne war ein 379 m langer auf Holzmasten in 6 m Höhe isoliert verlegter 2 mm starker Bronzedraht. Sie bildete mit der geographischen Nordrichtung einen Winkel von 77° und war damit ungefähr auf die Mitte von Berlin gerichtet, die Entfernung: Versuchsanlage Döberitz—Berlin (Schloß) betrug 30 km. Wurde die Wellenlänge des Generators durch Variieren des Drehkondensators C geändert, so zeigte der im Zwischenkreise eingeschaltete Hitzdrahtstrommesser den größten Ausschlag bei $\lambda = 85$ m, d. h. der neunten Harmonischen der Horizontalantenne, und die beschriebene Stromverteilung mit acht scharfen Stromknoten stellte sich ein.

Zur Untersuchung des Strahlungsfeldes diente eine fahrbare Empfangsanordnung, wie sie Fig. 13 zeigt. Auf

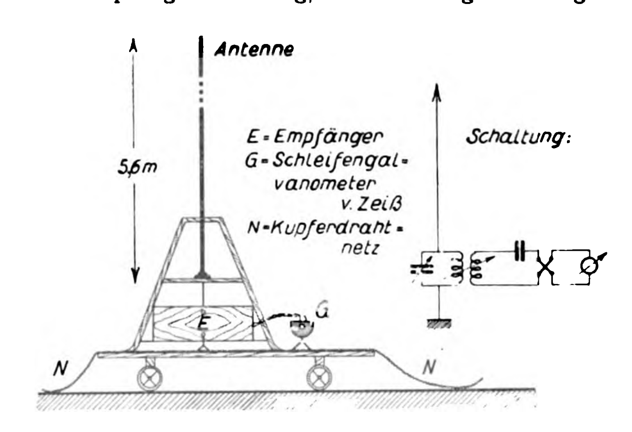


Fig. 13.
Fahrbare Empfangsanordnung.

einem Wagen mit niedriger Plattform war ein hölzernes Dreibein befestigt, das in Hartgummibuchsen die 5,6 m hohe Antenne trug (ein Messingrohr von 17 mm Weite und 1,5 mm Wandstärke). Im unteren Teile waren die Empfangsapparate untergebracht, deren Schaltung aus der Skizze zu entnehmen ist. Die Abstimmung erfolgte mit einer aus acht Windungen bestehenden Spule von 100 mm Durchmesser ($L = 77{,}5$ m)

*) I. Teil s. dieses Jahrbuch 29, S. 25, 1927 (Heft 1).



und einem Seibtschen Luftdrehkondensator mit maximal 500 cm Kapazität. Eine gute Erdung war mit Hilfe eines großen über den Wagen gebreiteten Kupfernetzes hergestellt, das auch die Erdoberfläche genügend bedeckte. Eine Kopplungsspule von 15 Windungen und 80 mm Durchmesser ($L = 258$ m) war drehbar befestigt. Die in ihr induzierten Hochfrequenzströme wurden über einen Glimmerblockkondensator von $C = 4000$ cm einem Vakuum-Thermoelemente der Firma S. & H. Type 13 mit einem Hitzdrahtwiderstand von 50 Ohm zugeführt. Der Thermoelementwiderstand betrug 10 Ohm, ebensoviel der innere Widerstand eines Zeißschen Schleifengalvanometers, das als Anzeigeinstrument für Messungen im Gelände wegen seiner mechanischen Unempfindlichkeit erstmalig mit Erfolg benutzt wurde. Es konnten damit Gleichströme von 5×10^{-5} Amp. gemessen werden, wenn die Meßschleife in stehender Lage (labil) benutzt wurde, und 2×10^{-4} Amp. für die um 180° gedrehte (stabile) Lage, bei der die Meßschleife nach unten hängt. Der Strahlungswiderstand der Empfangsanordnung betrug 1,8 Ohm. Der maximale Ausschlag im Kopplungskreise stellt sich bekanntlich ein, wenn der Strahlungswiderstand gleich ist dem vom Detektorkreise im Antennenkreise induzierten Widerstande. Diese günstigste Kopplung wurde experimentell ermittelt und betrug $k = 0,3 = 30\,\%$. Die Eichung der gesamten Anordnung ergab einen quadratischen Zusammenhang zwischen dem Strom in der Empfangsantenne und dem Ausschlage des Galvanometers.

Feldmessungen.

Nachdem die Hauptrichtungen des Geländes und der Antenne genau vermessen waren, wurden mit dieser fahrbaren Empfangseinrichtung die Ausschläge an den verschiedensten Punkten bestimmt, deren Lage gleichzeitig mit dem Meßbande festgelegt wurde. Die Sendestromstärke betrug bei diesen Versuchen stets 0,45 Amp. Nach Beendigung einer Gruppe von Messungen wurde die erste Messung der Reihe wiederholt zur Prüfung der Konstanz der Sende- und Empfangsapparate während der Aufnahmezeit. Bei der Vornahme weiterer Meßreihen habe ich stets einen Punkt früher ermittelter Reihen einbezogen, um den Anschluß der Reihen untereinander festzustellen. Desgleichen wurden einzelne Reihen wiederholt aufgenommen, um eine Vorstellung von der Genauigkeit der Messung zu gewinnen.

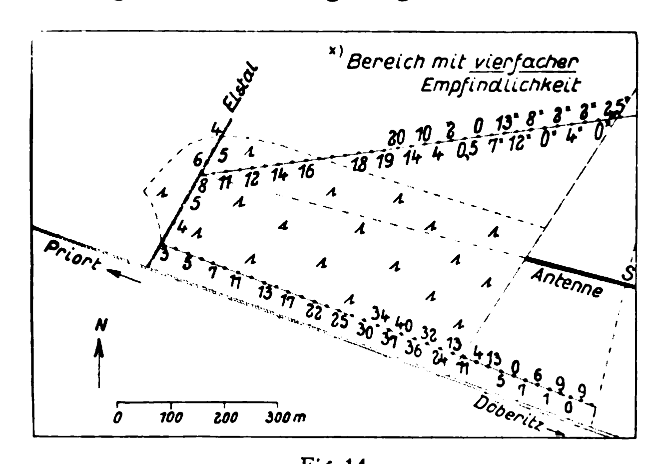


Fig. 14.
Feldstärkemessungen auf der Westseite der Antenne.

Unter diesen Vorsichtsmaßnahmen sind die in Fig. 14 und 15 eingetragenen Zahlen ermittelt. Einige dieser Meßreihen seien an Hand der folgenden Tabellen kurz besprochen.

Tabelle I.
Meßreihe I, Waldweg im Süd-West-Quadranten, Punkte von O nach W gezählt.

Meßpunkt Nr.		Entfernung der Meßpunkte voneinander	Gesamtentfernung vom Anfangspunkte fortzählend	Ausschläge (stabil)
1	Kiefernwald	—	—	11,5
2		23	—	13
3		27	50	24
4		32	—	32
5		18	100	36
6		25	—	40
7		25	150	37
8		20	—	34
9		30	200	30
10		26	—	26,5
11		24	250	25
12		26	—	22,5
13		24	300	22
14		24	—	19
15		26	350	17
16	Lichtung	28	—	14,5
17		22	400	13
18		25	—	12
19		25	450	11
20		25	—	8
21		25	500	7
22		25	—	6
23		25	550	5,3
24		25	—	4,5
25		25	600	3,5

Diese Reihe wurde zum Teil wiederholt aufgenommen, wobei sich Abweichungen bis zu 4,5% ergaben, allerdings nur in den im dichten Kiefernwalde gelegenen Punkten. Abgesehen von der Ungenauigkeit, mit der der erste Aufstellungsort erreicht wurde, kann die Ursache hierfür in der

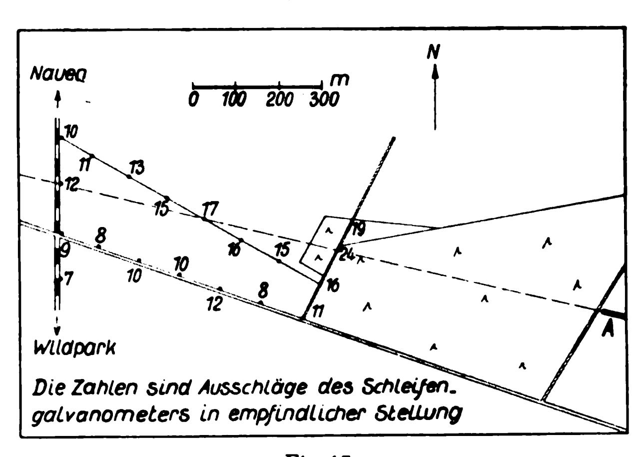


Fig. 15.
Feldstärkemessungen in größeren Entfernungen.

zufälligen Nähe von Zweigen und ähnlichen liegen. Die insgesamt 7 m hohe Empfangseinrichtung ist in dieser Umgebung an demselben Punkte schwer zweimal so aufzustellen, daß der Abstand aller Äste von ihr beide Male genau derselbe ist. Die Zahlen zeigen deutlich das starke Ansteigen des Empfangsstromes beim Betreten des Randes der Hauptstrahlungszone und das bedeutend langsamere Sinken bei zunehmender Entfernung.

Die auf der nördlichen Hälfte ähnlich gelegene Meßreihe II hatte dieses Ergebnis:

Tabelle II.

Meßreihe II, Landstraße im Nord-West-Quadranten, von O nach W gezählt.

Meßpunkt Nr.	Entfernung der Meßpunkte voneinander	Gesamtentfernung vom Anfangspunkte fortzählend	Ausschläge	
0	—	—	2,5	labile Stellung
1	12	—	1,5	
2	18	30	0	
3	16	—	2	
4	30	76	3,8	
5	21	—	2	
6	26	123	0	
7	28	—	8	
8	34	185	12	
9	28	—	13	
10	35	248	7	
11	37	—	0	
12	25	—	0,5	stabile Stellung der Meßschleife
13	25	335	2,5	
14	25	—	4,7	
15	25	385	10,5	
16	25	—	14	
17	25	435	20	
18	29	—	19	
19	21	485	18,5	
20	25	—	18	
21	25	535	(12,5)	
22	25	—	(5)	
23	25	585	(11)	
24	25	—	17	
25	25	635	16	
26	25	—	15,5	
27	25	685	14,5	
28	35	—	12	
29	15	735	—	
30	25	—	11	
31	25	785	9,5	
32	20	805	8	

(Zum Vergleich gilt ungefähr: die Ausschläge in labiler: stabiler Schleifenstellung verhalten sich wie 4 : 1.)

Die Reproduzierbarkeit dieser Reihe war gut. Sie zeigt außer den gleichen Erscheinungen wie bei Meßreihe I eine Anzahl von Punkten, in denen die Ausschläge trotz Verwendung des empfindlichen Bereiches vollständig verschwinden, beiderseits von ihnen steigen sie an, um nach Erreichung eines Höchstwertes wieder auf Null zu sinken. Von West nach Ost gezählt, werden diese größten Beträge immer kleiner, so daß der Schluß, wir haben hier drei seitliche Nullstellen und Maxima nachgewiesen, wohl gestattet ist. (Die kleinen Werte der Meßpunkte 21, 22 und 23 wurden vermutlich durch einen in sehr flachem Winkel kreuzenden Zug von Fernsprechleitungen verursacht (Fig. 14). Sie stören aber den Gang der Ergebnisse nicht, da die Punkte 19, 20, 24 und 25 sich zwanglos anschließen.)

Hier finden wir bei den in regelmäßigen Abständen gewählten Meßpunkten von sämtlichen fünf nach der Rechnung (Seite 27) zu erwartenden Nullstellen 3, 2 sind durch den Gang der Ausschläge einwandfrei angedeutet. Sie wären bei passender Wahl der Lage der Meßstellen wohl gefunden worden.

Schneidet man die Hauptstrahlungsrichtung in einiger Entfernung senkrecht, so ergibt sich ein Verlauf, wie ihn Tabelle IV zeigt:

Tabelle III.

Meßreihe III, südlich der Antenne in geringer Entfernung von Ost nach West gezählt.

Meßpunkt Nr.	Entfernung in m	Gesamtentfernung in m	Ausschläge (Stabil)
1	—	—	0
2	24	—	6,5
3	26	50	0
4	25	—	9
5	25	100	1
6	28	—	6
7	22	150	7
8	25	—	0
9	25	200	5
10	25	—	13
11	25	—	4
12	25	275	11

Tabelle IV.

Meßreihe IV, Straße nach Elstal, von Norden nach Süden gezählt.

Meßpunkt Nr.	Entfernung der Meßpunkte voneinander m	Gesamtentfernung vom Anfangspunkt fortzählend m	Ausschläge (stabil)
1	—	—	4
2	25	—	5
3	25	50	6
4 (= 32/II)	20	—	8
5	50	120	5
6	50	—	4
7 (= 25/I)	40	210	3,5

Es läßt sich also in neun Wellenlängen-Entfernung eine Abnahme der Empfangsintensität um 50% feststellen, wenn man sich aus der Richtung der Antennenachse beiderseits um 10° entfernt.

In größerer Entfernung angestellte Messungen ergaben die übrigen eingezeichneten Werte.

IIc.

Die Methode der zusammenlaufenden Morsezeichen.

Zur Bestimmung des Feldverlaufes dieser Horizontalantenne wurde auf Hinweis von F. Kiebitz noch eine andere Methode verwendet, die früher für funkentelegraphische Kursweiser vorgeschlagen und praktisch erprobt worden ist [26].

Erregt man außer dem zu untersuchenden strahlenden Gebilde noch ein anderes, dessen Strahlungsausbreitung bekannt ist, so daß die von ihm ausgehenden Werte von 𝔈 überall im Felde berechenbar sind, so kann man bei gleichzeitiger Erregung beider sicher Punkte oder Kurven im Gelände finden, in denen die von beiden Antennen hervorgerufenen Feldstärken gleich groß sind, und auf diese Weise die unbekannte Feldintensität ermitteln. Um dieses auf einfache Weise feststellen zu können, wurde im Mittelpunkt der Horizontalantenne eine senkrechte, 22 m hohe Antenne errichtet. Indem der Röhrengenerator statt mit Gleichspannung für die Anode mit 500-periodiger auf 3000 Volt transformierter Wechselspannung betrieben wurde, erhielt man einen tönenden Sender, der rein und konstant arbeitete. Mit diesem Sender wurde die Horizontal- und Vertikalantenne gekoppelt. Die letztere war auf die feste Wellenlänge von 85 m durch Reihenschaltung einer Kopplungsspule



von 14 Windungen und 150 mm Querschnitt mit einem kleinen Plattenkondensator von 5—80 cm Kapazität abgestimmt. Um die in einem Punkte einfallende Feldstärke ihrer Herkunft nach unterscheiden zu können, wurde die Hochantenne im Zeichenrhythmus des Morse-A, die wagerechte Antenne im Takte des reziproken N getastet. Dies geschah mit Hilfe von Kontaktfedern, die auf einer mit entsprechenden Segmenten belegten rotierenden Hartgummiwalze auflagen. Die Segmente waren so gestaltet, daß in die Pausen des „*A*" die Sendezeiten des „*N*" (Fig. 16) fielen. Durch Öffnen und Schließen des Zwischenkreises der Hori-

„A" Zeichen

„N" Zeichen

Fig. 16.
Zeichenfolge bei der Methode der zusammenlaufenden Morsezeichen.

zontalantenne und durch An- und Abschalten des Vertikal-Drahtes an der Kopplungsspule wurde erreicht, daß in den Sendepausen keine Hochfrequenzenergie in die nicht getastete Antenne gelangte.

Zur Beobachtung dieser tönenden Morse-Zeichen im Gelände wurde eine tragbare Empfangsstation verwendet, die aus einem Rahmen (Bambuskreuz, eine Windung von 1,3 Meter Seitenlänge), Abstimmitteln entsprechend der Schaltung der fahrbaren Empfangsanordnung und einem Kristalldetektor bestand. Ein empfindlicher Kopffernhörer vervollständigte die Ausrüstung. Mit diesen Hilfsmitteln hört man im Felde der beiden Antennen in einem Punkte entweder das von der Hochantenne herrührende *A* oder das von der wagerechten ausgestrahlte *N*, je nach der Größe der einfallenden Feldstärken. Trifft man dagegen Stellen, in denen beide Felder gleich groß sind, so laufen die beiden Zeichen ineinander und ergeben einen zusammenhängenden Strich, der um so vollkommener ist, je glatter der Schaltmechanismus arbeitet.

In Fig. 17 sind diese Zonen des *A*- und *N*-Empfanges eingetragen, wie sie bei den dazu vermerkten Antennen-

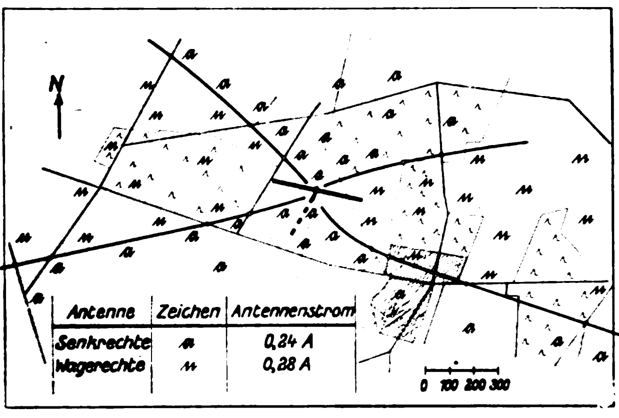


Fig. 17.
Feldstärkevergleich von 2 Sendern.

stromverhältnissen auftraten. Der Übergang von einer Zone in die andere ist sehr scharf. Befindet man sich z. B. zuerst in einem *A*-Gebiet, so hört man erst bei stärkster Annäherung an den Punkt gleicher Feldstärken das *N* in den Sendepausen des *A* mehr und mehr hervortreten, nach wenigen Schritten haben beide Zeichen gleiche Lautstärke erreicht (Strich), wieder einige Schritte weiter überwiegt das *N*. Dieser ganze Vorgang spielt sich auf nicht mehr als 10 m Entfernung ab. Die Punkte gleicher Feldstärken sind miteinander verbunden. Sie teilen die ganze Umgebung in 4 Zonen; in den beiden in der Richtung der Horizontalantenne liegenden überwiegt die von ihr ausgehende Strahlung völlig, während senkrecht dazu nur die Zeichen der Vertikalantenne zu hören sind, die auch die Teilmaxima der Horizontalantenne überdecken. Die Verteilung der Zonen ist einigermaßen regelmäßig (siehe die folgende Bemerkung über die Unregelmäßigkeiten in der Ausbreitungsfigur).

Berechnet man den Wert der in den Punkten gleicher Feldstärken herrschenden elektrischen Kraft der senkrechten Antenne nach der bekannten Beziehung:

$$\mathfrak{E} = 120\,\pi \cdot \frac{h_w}{\lambda} \cdot \frac{J\,(\text{Amp.})}{R\,(\text{cm})} \cdot \text{Volt} \cdot \text{cm}^{-1}$$

unter Benutzung der wirksamen Höhe

$$h_w = \frac{2\,h}{\pi} = 14\ \text{m}$$

wo h die „wahre" Höhe 22 m ist, und $\lambda = 85$ m, sowie J_w *) $= 0{,}240$ Amp., so erhält man die Zahlen der Kurve I in Fig. 18. Sie stellen Effektivwerte des elektrischen Feldes

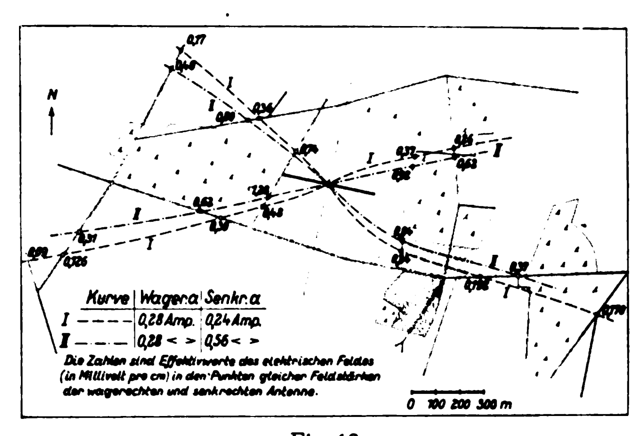


Fig. 18.
Feldstärkevergleich von 2 Sendern.

in Millivolt je Zentimeter dar. Werden diese Beobachtungen bei verschiedenen Stromstärken in der Vertikalantenne aufgeführt, so erhält man weitere Punkte, in denen die Feldstärke bekannt ist. Bei ungefährer Verdopplung von J_s/J_w *) wurde z. B. die Kurve II in Fig. 18 erhalten: die Punkte gleicher Feldstärken werden erst bei weiterem Eindringen in das Haupt-Strahlungsgebiet der Horizontalantenne (*N*-Zonen) erreicht. Jedoch ist die Verschiebung (Kurve II gegen Kurve I) trotz Verdoppelung von J_s/J_w nicht groß, da die Strahlungszunahme am Rande dieser Zone sehr stark ist, wie auch die entsprechenden Feldstärkewerte zeigen.

Sind auf diesem Wege genügend viele Punkte bestimmt, so kann man ein Liniengerippe entwerfen, in dem man ähnlich den Isodynamen Punkte gleicher Feldstärken miteinander verbindet. Schon aus dem Verlaufe der Kurven I und II ist zu ersehen, daß diese Isodynamen sich am Rande der Hauptstrahlungszone dicht aneinander drängen und in ihrem weiteren Verlaufe der Richtung der Antennenachse stark anschmiegen.

Die Nullrichtungen der Strahlung.

Um die eingangs abgeleitete Vorstellung von dem Strahlungsbild der Horizontalantenne in allen Punkten zu bestätigen, war es noch nötig, die Nullrichtungen der Strah-

*) Es bedeuten immer:
J_w = Effektive Stromstärke in der wagerechten Antenne,
J_s = „ „ „ „ senkrechten „

lung aufzusuchen und festzustellen, ob ihre Zahl und Richtungen sich dem errechneten Interferenzbilde einfügen.

Hierzu wurde die Horizontalantenne allein tönend erregt, indem wieder als Anodenspannung des Röhrensenders 500 periodiger, auf hohe Spannung transformierter

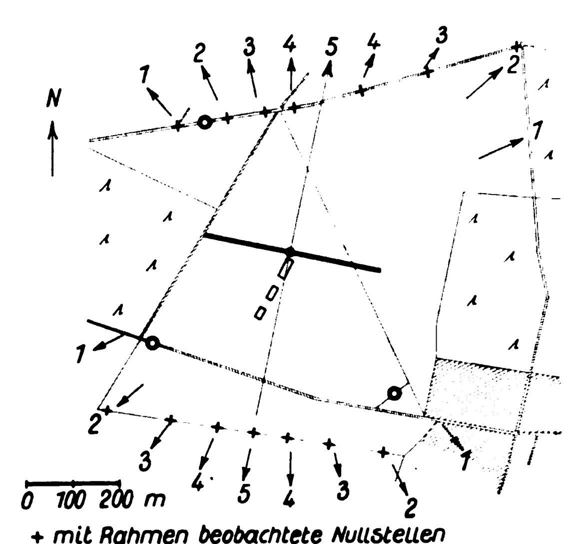


Fig. 19.
Lage der Nullstellen.

Wechselstrom verwendet wurde und mit dem tragbaren Rahmenempfänger das Gelände abgesucht. Das Ergebnis zeigt Fig. 19 und die Tabelle VI:

Lage der Nullrichtungen	Nr. Fig. 19	Richtung (in der Pfeilrichtung gezählt)	
		berechnet nach Gl. (6)	beobachtet
NW-Quadrant	1	36° 50′	37°
" "	2	53° 10′	53°
" "	3	66° 25′	67°
" "	4	78° 30′	79°
N-Richtung	5	90° 00′	— nicht festgestellt
NO-Quadrant	4	101° 30′	101°
" "	3	113° 35′	115°
" "	2	126° 50′	(127°) sehr leise
" "	1	143° 10′	— nicht festgestellt
SO-Quadrant	1	36° 50′	— nicht festgestellt
" "	2	53° 10′	54°
" "	3	66° 25′	67°
" "	4	78° 30′	79°
S-Richtung	5	90° 00′	90°
SW-Quadrant	4	101° 30′	102°
" "	3	113° 35′	114°
" "	2	126° 50′	128°
" "	1	143° 10′	— nicht festgestellt

Durch wiederholtes Abschreiten der Wege oder der hierzu vermessenen Standlinie im Süden der Antenne wurden diese Werte ermittelt. Die in einer Entfernung von 5 Wellenlängen bestimmten Richtungen, in denen kein Empfang vorhanden war, weisen ziemlich gut in die für einen fernen Punkt ($r \gg \lambda$) bestimmten; da aber nur solche Stellen als Nullrichtungen eingetragen wurden, in denen das Telephon in allen Rahmenstellungen schwieg und sich in nächster Umgebung dieser Stellen durch geeignete Rahmenorientierung ein absolutes Null erreichen ließ, so erscheinen in der Aufzählung nicht alle nach der Rechnung zu erwartenden Nullrichtungen. In der Nähe der Stellen Nr. 1 im SO- und SW-Quadranten gelang es überhaupt nicht, durch Drehen der Rahmenebene den Ton völlig zum Verschwinden zu bringen, ähnlich wies die bei Nr. 5 in der Nordrichtung gefundene Rahmenstellung nicht zum Sender hin. Diese elektrische Trübung des Ausbreitungsmediums hat wahrscheinlich ihren Grund in den gerade hier in der Nähe und parallel zur Nullrichtung verlaufenden Freileitungen und Starkstromlinien. So führt z. B. die auf der Südseite der Antenne entlang ziehende Heerstraße auf beiden Seiten große Freileitungszüge, die möglicherweise die beiden äußersten Nullrichtungen verwischen. In den übrigen 14 gefundenen Richtungen war der Ton in allen Rahmenstellungen völlig verschwunden. In nächster Umgebung ließ sich in jedem Falle ein Verschwinden des Tones bei einer Rahmenstellung erzielen, die mit dem Standorte des Senders in Einklang zu bringen war.

IId.

Empfangsversuche in großer Entfernung.

Im Anschluß ist versucht worden, die von der Horizontalantenne ausgesandte Strahlung in einer Entfernung von 30 km = 350 Wellenlängen nachzuweisen und mit der beschriebenen *A-N*-Methode den Wert der dort einfallenden elektrischen Feldstärke zu bestimmen.

Die Empfangsschaltung ist in Fig. 20 dargestellt: Eine 90 m lange in geringerer Höhe über die Dächer horizontal

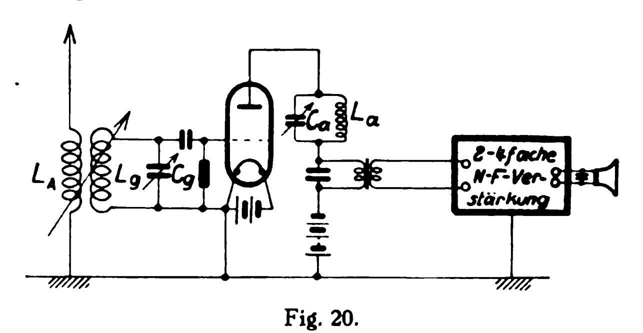


Fig. 20.
Schaltung für Fernempfang des „tönenden" Senders.

ausgespannte, ungefähr nach NW (also zum Sender) weisende Antenne wurde durch die Spule L_a mit dem abgestimmten Kreise L_g/C_g aperiodisch gekoppelt. Da es sich um den Nachweis tönender Zeichen handelte, wurde die hochfrequente Wechselspannung dem Gitter einer als Audion geschalteten Elektronenröhre (Type BO) zugeführt. Im Anodenkreise dieser Röhre war ein zweiter abstimmbarer Kreis (L_a—C_a) eingefügt, besondere Mittel zur Entkopplung waren nicht angebracht. Diese Anordnung wird bekanntlich zu Schwingungen erregt, wenn beide Kreise aufeinander abgestimmt sind. Beim Empfang wurde jedoch eine solche Verstimmung hergestellt, daß die Selbsterregung gerade noch vermieden wurde. In diesem Zustande ist die Empfindlichkeit der Anordnung durch die auftretende Dämpfungsver-

minderung besonders groß. Weiterhin genügte eine gewöhnliche Niederfrequenzverstärkung in zwei Stufen (2 Seddigröhren) zur deutlichen Aufnahme der Zeichen.

Die wagerechte und die senkrechte Antenne wurden — wie unter IIC beschrieben — im Takte von zwei reziproken Morsezeichen gesteuert, wobei die Stromstärke in der senkrechten Antenne nach und nach so weit als möglich gesteigert wurde.

Nr.	Zeit am 8. 1. 26	Wagerechte Antenne		Senkrechte Antenne		Beobachtung am Empfänger
		Zeichen	Stromst.	Zeichen	Stromst.	
1	11^{30}—11^{50} vorm.	A	0,40	N	0,45	A
2	12^{20}—12^{30} nachm.	A	0,38	N	0,70	deutliches A
3	12^{35}—12^{45} „	A	0,35	N	1,09	noch A, in den Pausen verschwindet der Ton nicht mehr, das Zeichen erscheint verschwommen

Ergebnis: Während in 30 km Entfernung das A der wagerechten Antenne gehört wurde, konnten senkrecht zur Antennenrichtung in 500 m Entfernung nur die Zeichen der senkrechten empfangen werden.

Wenn man annimmt, daß eine geringe weitere Steigerung der Stromstärke in der senkrechten Antenne genügt hätte, um gleiche Lautstärke für beide Zeichen herzustellen, wie auch die Beobachtung 3 andeutet, so berechnet sich die von der wagerechten Antenne in 30 km Entfernung einfallende elektrische Feldstärke zu $\mathfrak{E}_{eff}$ etwas $> 2{,}2 \cdot 10^{-3}$ Volt pro m.

Durch diese absolute Bestimmung sind wir in der Lage, einen Rückschluß auf die ausgesendeten Strahlungsleistungen und damit auf den Grad der Strahlungskonzentration zu ziehen.

Zur Angabe der Strahlungsleistung, die von der senkrechten Antenne ausgeht, berechnen wir den Energieinhalt einer mit gleichmäßiger Strahlung erfüllten Halbkugelschale mit einem Halbmesser von $r = 30$ km und der Dicke einer Wellenlänge, in deren Mitte die senkrechte Antenne aufgebaut ist und an deren äußerem Rande die oben gemessene Feldstärke von

$$|\mathfrak{E}| \sim 2 \cdot 10^{-5} \text{ Volt cm}^{-1}$$

oder in statischem Maße

$$\frac{2}{3} \cdot 10^{-7} g^{1/2} \text{cm}^{-1/2} \sec^{-1}$$

herrscht.

Die in jeder Periode ausgestrahlte elektromagnetische Energie beträgt dann (vgl. z. B. Kiebitz[28]):

$$A = \frac{|\mathfrak{E}|^2 \cdot \text{Volumen}}{6\pi}$$

und da das Volumen $= 2\pi r^2 \lambda$ ist,

$$A = \frac{1}{3} r^2 \lambda |\mathfrak{E}|^2.$$

Die Strahlungsleistung, d. h. die in der Sekunde abgegebene Energie, erhält man durch Multiplikation von A mit der Zahl der Schwingungen je Sekunde, und zwar, da $n = \frac{3 \cdot 10^{10}}{\lambda}$ ist,

$$N = r^2 \cdot 10^{10} |\mathfrak{E}|^2$$

was unter Benutzung der genannten Werte von r und $|\mathfrak{E}|$ eine Strahlungsleistung der senkrechten Antenne von

$$N_s = 4 \cdot 10^8 \, g \, \text{cm}^2 \cdot \sec^{-3} \text{ Ergsekunden} = 40 \text{ Watt}$$

ergibt.

Bei einer analogen Betrachtung für die wagerechte Antenne muß berücksichtigt werden, daß die um sie gewölbte Halbkugelschale nicht mit gleichmäßiger Strahlung erfüllt ist, sondern je nach der Orientierung der Antennenachse in ihr strahlungserfüllte und -leere Räume aufweist. An Hand der Fig. 10 kann jedoch vereinfachend gesagt werden: die von der wagerechten Antenne in jedem Quadranten ausgehende ungleichmäßige Strahlung ist aequivalent mit der unter einem Winkel von 20° ausgesandten gleichmäßigen Strahlung von der Größe der im Maximum herrschenden, denn der Kreissektor mit dem Winkel von 19,7° ist flächengleich mit der von der $|\mathfrak{E}|^2$-Kurve eingeschlossenen Fläche, wie die genaue planimetrische Auswertung ergibt. Somit ist im Falle der wagerechten Antenne die Halbkugelschale nur zum $^2/_9$ Teile von Strahlungsenergie erfüllt, die Strahlungsleistung beträgt also $\frac{40 \cdot 2}{9}$ Watt, da wieder $r = 30$ km, $|\mathfrak{E}| = 2{,}10^{-5}$ Volt je Meter sind.

In Richtung der Achse der wagerechten Antenne wird also bei 9 Watt Strahlungsleistung dieselbe Feldstärke in 30 km Entfernung hervorgerufen, wie durch die senkrechte Antenne, die 40 Watt Strahlungsleistung aussendet.

Die aufgewendeten Sendeleistungen N' betrugen hierbei entsprechend der nebenstehenden Tabelle für die

senkrechte Antenne			wagerechte Antenne		
J_s Amp.	R_s *) Ohm	N'_s Watt	J_w	R_w *)	N_w'
1,09	35	42	0,35	150	18,5

Die Gegenüberstellung der Strahlungsleistungen N und der Senderleistungen N' sowie ihr Verhältnis zueinander ergibt

senkrechte Antenne			wagerechte Antenne		
N'_s	N_s	$\frac{N_s}{N'_s}$	N'_w	N_w	$\frac{N_w}{N'_w}$
42	40	0,95	18,5	9	0,49

Während also bei der senkrechten Anordnung fast die ganze zugeführte Energie in Strahlung umgesetzt wird (d. h. andere Dämpfungsursachen als die Strahlung nicht vorhanden sind), geschieht dies bei der wagerechten nur zu 50 %. Für sie ist also anzunehmen, daß die Ohm'schen und besonders wohl die dielektrischen Verluste in gleichem Betrage dämpfend wirksam sind wie die Strahlung.

Daß im übrigen diesem Wege zur Herstellung einer starken Richtwirkung große praktische Bedeutung beizulegen ist, zeigt sowohl der in vorliegendem Falle erreichte Richteffekt als auch der hierzu erforderliche geringe Aufwand. Es ist bisher wohl kaum gelungen, mit Hilfe von umfangreichen und kostspieligen Spiegelaufbauten eine annähernd so scharfe Zusammenfassung der elektrischen Ausbreitung zu erreichen.

Herrn Professor Dr. F. Kiebitz verdanke ich die Anregung und Förderung dieser Untersuchungen.

*) Der Dämpfungswiderstand R wurde nach dem bekannten Verfahren von Pauli[27]) ermittelt.

III. Zusammenfassung.

A. Durch die Erregung eines horizontalen, dicht über der Erde angebrachten Leiters in seiner neunten Harmonischen wird eine starke Richtwirkung der von ihm ausgehenden Strahlung erzeugt. Die Fernwirkungscharakteristik dieser wagerechten Antenne wird errechnet, indem die von ihr ausgehende Gesamtstrahlung durch die Summe der Strahlungen einzelner senkrechter Dipole ersetzt wird, die nebeneinander aufgebaut sind und mit gleicher Frequenz, Amplitude und abwechselnd entgegengesetzter Phase schwingen. Dieser Weg ist gestattet, wenn die Verteilung der Feldlinien, die von diesen vertikalen Dipolen ausgehen, an der Erdoberfläche dieselbe ist wie die von der Horizontalantenne herrührende. Dies ist der Fall, wenn die Leitfähigkeit der Erde im Bereiche dieser kurzen Wellen dieselbe Rolle spielt, wie bei den langen Wellen. Dann stehen nämlich die Linien der elektrischen Kraft in nächster Umgebung des Senders auf der Erdoberfläche senkrecht, wagerechte Komponenten treten nicht auf.

B. Das unter diesen Voraussetzungen errechnete Strahlungsbild zeigt für den speziellen Fall der neunten Harmonischen eines 380 m langen Leiters ($\lambda = 85$ m) eine starke Richtwirkung in der Achsenrichtung. Seitlich dazu folgen in dem Raume eines Quadranten vier Nullstellen der Strahlung, zwischen ihnen vier kleine Maxima, die mit Annäherung an die Senkrechte zur Antennenachse immer kleiner werden und deren größtes $^1/_{20}$ des Betrages der Strahlung in der Achsenrichtung erreicht. Die fünfte Nullrichtung der Strahlung findet sich senkrecht zur Antennenachse.

C. Mit einer fahrbaren Empfangseinrichtung (Thermoelement und Galvanometer) wurden in verschiedenen Entfernungen vom Sender Feldmessungen ausgeführt, die das geschilderte Ausbreitungsbild qualitativ und quantitativ gut bestätigten. Mit der Methode der zusammenlaufenden Morsezeichen wurden Feldbestimmungen vorgenommen, die das Strahlungsbild vervollständigen und einen Nachweis für die Größenverhältnisse der Strahlungsmaxima erbringen. Mit derselben Methode gelang es, in 30 km Entfernung vom Sender eine Feldbestimmung auszuführen. Im Anschluß daran wurde ein zahlenmäßiger Nachweis über die Größe der Strahlungskonzentration und die dabei aufgewendeten Sender- und Strahlungsleistungen erbracht.

D. Störungen in dem Ausbreitungsbilde und Abweichungen zwischen den berechneten und beobachteten Größen wurden nur an solchen Stellen beobachtet, wo eine Trübung des Ausbreitungsmediums durch Freileitungszüge, Starkstromlinien und fremde Antennengebilde wahrscheinlich war.

Literaturübersicht.

[1] S. G. Brown, Brit. Pat. 14449/99.
[2] A. Blondel, Belg. Pat. 163516/02.
[3] Braun, F., Jb. **1**, 1 (1907).
[4] J. Zenneck, Verh. der D. Phys. Ges. **16**, 699 (1914).
[5] F. Kiebitz, Ann. d. Phys. **22**, 943 (1907).
[6] „ „ Verh. d. D. Phys. Ges. **10**, 943 (1908).
[7] „ „ Ann. d. Phys. **32**, 967 (1910).
[8] E. Bellini und A. Tosi, Jb. **1**, 598 (1907).
[9] „ „ „ „ Jb. **2**, 381, 511 (1909).
[10] E. Bellini, Jb. **2**, 608 (1909).
[11] „ „ Jb. **9**, 425 (1915).
[12] Marconi, Proc. Royal. Soc. **77**, 412 (1906).
[13] K. E. F. Schmidt, Phys. Zeitschr. **7**, 661 (1906).
[14] „ „ „ Phys. Zeitschr. **8**, 5 (1907).
[15] J. Zenneck, Phys. Zeitschr. **9**, 50, 553 (1908).
[16] W. Reiß, Jb. **17**, 294 (1921).
[17] K. Uller, Phys. Zeitschr. **8**, 193 (1907).
[18] F. Kiebitz, Verh. d. D. Phys. Ges. **13**, 877 (1911).
[19] „ „ Jb. **5**, 350 (1912).
[20] „ „ Jb. **6**, 1, 554 (1913).
[21] M. Abraham, Wied. Ann. **66**, 435 (1898).
[22] „ „ Theorie d. Elektrizität II. 283, II. Aufl., 1908.
[23] F. Kiebitz, Wied. Ann. (4) **5**, 872 (1910).
[24] „ „ Jb. **25**, 4 (1925).
[25] F. Holborn, Zeitschr. f. Phys. **6**, 1 (1921).
[26] F. Kiebitz, Jb. **15**, 229 (1920).
[27] H. Pauli, Zeitschr. f. Phys. **5**, 376 (1921).
[28] F. Kiebitz, T. F. T. **15**, S. 207 (1926); vgl. auch E. N. T. **3**, S. 376 (1926).

(Eingegangen am 22. 6. 1926.)

Gleichzeitige Luftstörungen in der drahtlosen Telegraphie.

Von **M. Bäumler.**

(Vierte Mitteilung aus dem Telegraphentechnischen Reichsamt.)

In drei früheren Mitteilungen[1]) über das Auftreten gleichzeitiger Störungen ist auf Grund objektiven Beobachtungsmaterials berichtet worden, daß die Wirkung eines großen Teiles der Luftstörungen sich nicht nur auf einen kleinen Kreis um den Empfangsluftleiter erstreckt, sondern daß dieselben Störungen auf weit voneinander entfernten Beobachtungsstellen nachweisbar sind, daß also der Wirkungsbereich der Luftstörungen bisweilen ein sehr großer ist. Die Beobachtungsmethode bestand darin, die Luftstörungen nach entsprechender Verstärkung neben einer Zeitmarke mit Schreibapparaten an zwei Orten aufzuzeichnen. Als Zeitmarke zur Feststellung der zusammengehörigen Störungen diente das tägliche Zeitzeichen von Lyon 10,00 bis 10,05 a. m. Aus der Lage der von den Luftstörungen hervorgerufenen Störzeichen zu den einzelnen Elementen des Zeitzeichens konnten die gleichzeitig auftretenden oder zusammengehörigen Störungen einwandfrei festgestellt werden. Die Untersuchung führte zu dem Ergebnis, daß zwischen Gräfelfing bei München und Strelitz — Entfernung 580 km —, bei welchen Orten die Aufnahmeapparate nicht durch örtliche Störungen aus Starkstromanlagen beeinflußt wurden, 98 v. H. aller aufgezeichneten Störungen als paarweise zusammengehörig erkannt werden konnten.

[1]) Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie **19**, 102, 1922, Heft 2; **20**, S. 456, 1922, Heft 6; **22**, S. 2, 1923, Heft 1.



Zwischen Berlin und Strelitz sowie zwischen Hamburg und Strelitz war der Hundertsatz der gleichzeitigen Störungen geringer, weil in den Großstädten nicht nur reine Luftstörungen, sondern auch örtliche aus Starkstromanlagen herrührende Störimpulse auftreten. Die Ausdehnung der Untersuchung auf Berlin und die Ostküste von Nordamerika — Entfernung 6400 km — erbrachte ebenfalls den Nachweis zusammengehöriger Störungen.

Wenn man das Auftreten derselben Störungen in großen Entfernungen als einen Ausbreitungsvorgang elektromagnetischer Wellen auffaßt, und das ist die geltende Anschauung von der Natur der Luftstörungen, so lag es nahe, zu versuchen nachzuweisen, ob die Übereinstimmung von Störungen in noch größeren Entfernungen vorhanden ist und ob der Hundertsatz der gleichzeitigen Störungen dabei einen großen Betrag annehmen kann.

Durch die dankenswerte Mitwirkung der Radio-Corporation of America, die sich bereits bei den früheren Versuchen beteiligt hatte, ist eine solche Fortsetzung der Untersuchung möglich gewesen. Als Aufnahmestellen dienten die Empfangsstationen Kokohead auf Oahu (Hawaiinseln) und Marshall (Kalifornien) der Radio-Corporation und eine besondere Versuchsstelle des Telegraphentechnischen Reichsamts in Berlin. Die Zeitmarken wurden von der Großfunkstelle Rocky Point (Kennbuchstaben WQL) auf Welle 17 500 m nach folgendem Schema gegeben:

test de WQL Datum
a . . . . b . . . . c . . . . d usw. bis z
test de WQL Datum
aa . . . . ab . . . . ac . . . . ad usw. bis az
test de WQL Datum
ba . . . . bb . . . . bc . . . . bd usw. bis bz

Der Zwischenraum zwischen zwei Buchstaben oder Buchstabengruppen betrug auf dem Sendestreifen 5 cm, die Sendegeschwindigkeit 30 Worte in der Minute. Das Sendeschema hat sich sehr gut bewährt.

Die Entfernungen zwischen der Sendestelle und den Empfangsstellen sind

Rocky Point—Berlin	6 400 km
Rocky Point—Marshall	4 300 „
Rocky Point—Kokohead . . .	8 200 „
Marshall—Kokohead	3 900 „
Berlin—Rocky Point—Marshall .	10 700 „
Berlin—Rocky Point—Marshall—Kokohead	14 600 „

Die Entfernung Berlin—Kokohead auf dem größten Kreise, Azimut 8° westlich Nordpol, beträgt 11 700 km.

Als Schreibapparate wurden in Kokohead und Marshall Inkrecorder der Radio-Corporation, in Berlin ein von der Firma C. Lorenz A.-G. zur Verfügung gestellter Schreibapparat ähnlicher Bauart benutzt, die, wie der in der Kabeltelegraphie gebräuchliche Heberschreiber, von der Nulllinie abweichende Kurven schreiben.

Die Untersuchung ist vom 1. bis 28. März 1925 ausgeführt worden; die Sendezeit war 03 . 30 bis 03 . 35 ostamerikaniche Standardzeit (EST), das ist auf Ortszeit umgerechnet

09.30 bis 09.35 für Berlin (MEZ),
00.30 „ 00.35 „ Marshall,
22.30 „ 22.35 „ Kokohead.

Während der Versuche war es also in Berlin Tag — Sonnenaufgang im März etwa 06 · 50 bis 05 · 50 —, in Rocky Point, Marshall, Kokohead Nacht. Die Empfangsapparate sollten auf eine Ablaufgeschwindigkeit des Streifens von 1,50 m in der Minute eingestellt werden; das ist nicht immer gelungen. Die annähernd gleichen Abstände der Zeichen in den folgenden Abbildungen sind beim Photographieren der Originalstreifen erzielt worden.

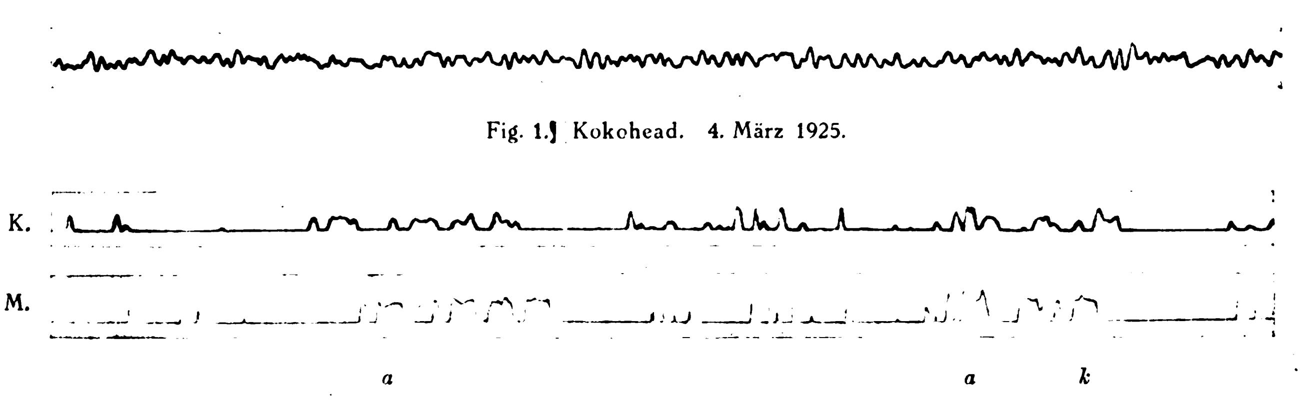


Fig. 1. Kokohead. 4. März 1925.

Fig. 2. Kokohead und Marshall. 27. März 1925.

Die Güte jeden drahtlosen Empfanges ist von dem Verhältnis der Stärke der Zeichen zur Stärke der Luftstörungen abhängig. Nähert sich das Verhältnis dem Betrage 1, so nimmt die Möglichkeit der Aufnahme ab; der Empfang wird unmöglich, wenn die Zeichen in den Luftstörungen untergehen, oder anders ausgedrückt: wenn die mittlere Störungsstärke über der Zeichenstärke liegt. Unter mittlerer Störungsstärke ist dabei die Summenwirkung sehr vieler am Empfangsorte fast gleichstark ankommender Störimpulse zu verstehen. Im Fernhörer macht sich die mittlere Störungsstärke durch ein andauerndes brodelndes Geräusch bemerkbar; bei der Schreibaufnahme pendelt das Schreibröhrchen auf dem Papierstreifen hin und her und schreibt eine unleserliche Kurve. Einen solchen Fall zeigt Fig. 1 mit einem Streifenausschnitt vom 4. März 1925, in dem die Zeichen des Sendeschemas überhaupt nicht mehr zu erkennen sind. Die Aufnahme der Zeitmarken von WQL ist in Kokohead öfter durch starke Luftstörungen unmöglich gemacht worden, weil die Störungstätigkeit an den einzelnen Tagen sehr verschieden ist. Auch darf nicht unerwähnt bleiben, daß die Großfunkstelle Rocky Point (WQL) für den Verkehr mit Europa, also auf etwa 6000 bis 7000 km Entfernung, bestimmt ist, während die Entfernung Rocky Point—Kokohead 8200 km beträgt, wobei die elektromagnetischen Wellen den größten Teil ihres Weges über Land, also unter ungünstigen Ausbreitungsbedingungen, zurückzulegen haben.

Wir wenden uns nun den Versuchsergebnissen zu. Fig. 2 zeigt den Streifenausschnitt aj (- — - — — —) bis ak (- — — - - —) vom 27. März 1925 des Sendeschemas. Die Merkbuchstaben sind in Kokohead etwas verzerrt, aber noch erkennbar. Es unterliegt keinem Zweifel, daß die in Marshall aufgezeichneten Störimpulse auch in Kokohead vorhanden sind. Daneben sind in Kokohead noch einige andere vermutlich rein örtliche Störungen vermerkt worden.

In Fig. 3 ist der Streifenausschnitt bg (— - - - — — -) bis bh (— - - - - - - -) vom 14. März 1925 dargestellt. Die in Marshall geschriebenen Störungen sind auch auf dem Streifen von Kokohead vorhanden. Aus der Zusammensetzung und der Lage zueinander ist die Übereinstimmung leicht zu erkennen. Der Streifen von Kokohead ist ein Beispiel dafür, wie die Zeichen in den Störungen untergehen können. Die Störimpulse sind bereits stärker als die Zeichen selbst. Daß in Marshall weniger Störungen aufgezeichnet sind als in Kokohead, hat seinen Grund darin, daß das Verhältnis von Zeichen zu Störungsstärke günstiger wie in amerikanischen Empfangsstellen sind auf den ersten Blick keine zusammengehörigen Störungen erkennbar, selbst wenn man den Zeitunterschied des Eintreffens der Zeitmarke und einer Störwelle, die angenommen zuerst in Marshall eingefallen sei, in Rechnung zieht. Der Unterschied beträgt bei einer Streifengeschwindigkeit von 150 cm in der Minute etwa $^2/_3$ mm auf dem Streifen, um welche zusammengehörige Störungen in Berlin und Marshall gegeneinander verschoben sein könnten. Der Störungscharakter ist in Berlin scheinbar ein ganz anderer wie in Kokohead und Marshall. Auf dem Berliner Streifen sind nur wenige vereinzelte Störungen zu sehen. Betrachtet man die Streifen etwas genauer, so sieht man, daß das y bei Kokohead und Marshall zwischen dem Punkt und dem zweiten Strich (in Fig. 4 unterstrichen) eine Störung aufweist, die auch in Berlin aufgetreten zu sein scheint, denn an dieser Stelle ist das y nicht klar geschrieben, sondern verzerrt; auch scheinen die starken Störzeichen unmittelbar vor dem y in Berlin und Marshall zusammenzugehören.

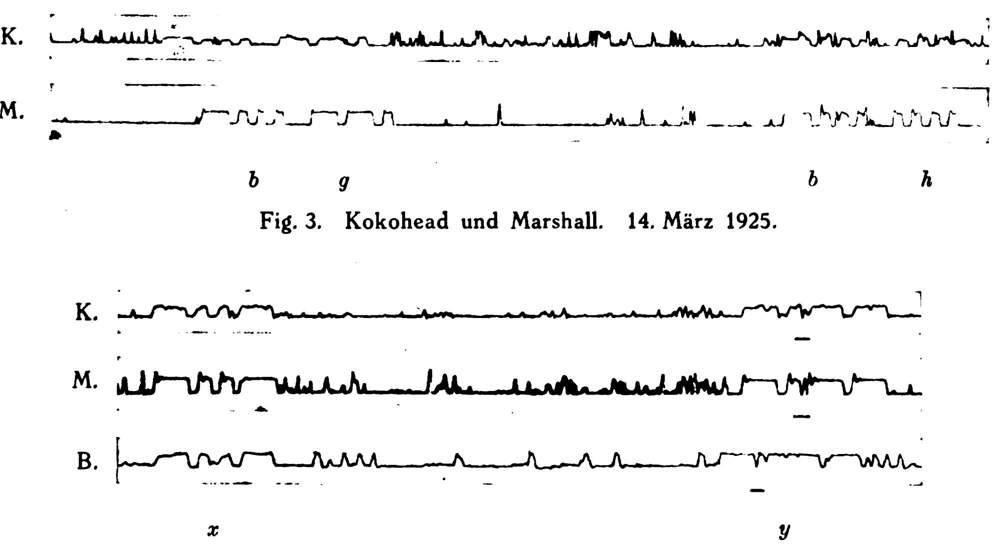


Fig. 3. Kokohead und Marshall. 14. März 1925.

Fig. 4. Kokohead, Marshall und Berlin. 10. März 1925.

Kokohead war und daß daher infolge der weniger empfindlichen Einstellung der Empfangsanordnung auf Grund der geringeren Entfernung von Rocky Point die schwachen Störungen unterdrückt wurden.

Fig. 4 und 5 zeigen die Streifenausschnitte x (— - - —) bis y (— - — —) und ad (- — — - -) bis ae (- — -) vom 10. März 1925 der drei Aufnahmestellen. Die Zahl der Störungen ist an diesem Tage groß. Die Aufnahme der Zeitmarken und der Störungen sind gut gelungen. Auf den Streifen von Kokohead und Marshall lassen sich einzelne Störungsgruppen unterscheiden, die sich aus mehreren Einzelstörungen zusammensetzen. Es ist ersichtlich, daß die Störungsgruppen und Einzelstörungen bei den amerikanischen Empfangsstellen vollständig übereinstimmen. Die Störungen kommen dabei in Marshall besser heraus, weil die Zeichenamplitude höher als die in Kokohead ist, so daß hier weniger starke Störungen nur als kleine Erhöhungen über der Nulllinie erscheinen. Von einer Auszählung der übereinstimmenden Störungen und Feststellung des Hundertsatzes ist abgesehen worden, weil auch ohne diese zahlenmäßige Auswertung leicht übersehen werden kann, daß fast alle aufgeschriebenen Störungen paarweise zusammengehören, also gleichen Ursprungs sind. Zwischen Berlin und den beiden

Die Fig. 6 und 7 sind Ausschnitte aus den drei Empfangsstreifen vom 18. März 1925. Die beiden Figuren sind aneinander zu setzen und enthalten als Zeitmarke die Ankündigung der Versuche „test de WQL march eighteenth". Auf dem Streifen von Kokohead sind die entsprechenden Morsebuchstaben unter den einzelnen Zeichen vermerkt. Die Störungsverteilung ist: wenig Störungen in Berlin, eine etwas größere Anzahl in Marshall und sehr viele Störungen in Kokohead. Die Zeitmarken sind in Kokohead durch starke Luftstörungen fast ganz zerstört worden, so daß der Text, falls er nicht bekannt gewesen wäre, unleserlich sein würde. Bei näherer Prüfung sind die in Marshall aufgeschriebenen Störungen in Kokohead trotz der großen Unruhe der Zeichenlinie zum größten Teil wieder zu finden. Ein Vergleich der drei Streifen ergibt die Übereinstimmung einer Anzahl der in Berlin aufgetretenen Störungen mit solchen in Marshall und sogar in Kokohead. Die unzweideutig zusammengehörigen Störungen sind durch Zahlen gekennzeichnet. Zwischen Berlin und Marshall sind die Störungen 1 bis 8 übereinstimmend. Bei der geringen Anzahl der überhaupt aufgezeichneten Störungen dürfte diese Übereinstimmung nicht als Zufall anzusehen sein. Zwischen Berlin und Koko-

head ist die Zusammengehörigkeit bei den Störungen 2, 4 und 5 deutlich erkennbar.

Nach den geltenden Anschauungen werden, wie eingangs bereits erwähnt wurde, die Luftstörungen als eine elektromagnetische Wellenbewegung aufgefaßt, die ihren Ursprung in irgendwelchen elektrischen Ausgleichsvorgängen in der Natur hat; man spricht daher auch von natürlichen Wellen gegenüber den von einer Sendestation erzeugten gedrungen sind. Die große Anzahl zusammengehöriger Störungen in Marshall und Kokohead findet hiernach in den guten Ausbreitungsbedingungen während der Nacht ihre Erklärung.

Die Wirkung desselben Störungsvorganges an verschiedenen Orten hängt ferner von seiner Stärke, der Entfernung der Beobachtungsstellen vom Störungsherde und der Empfindlichkeit der Empfangsanordnungen ab. Wenn der Stör-

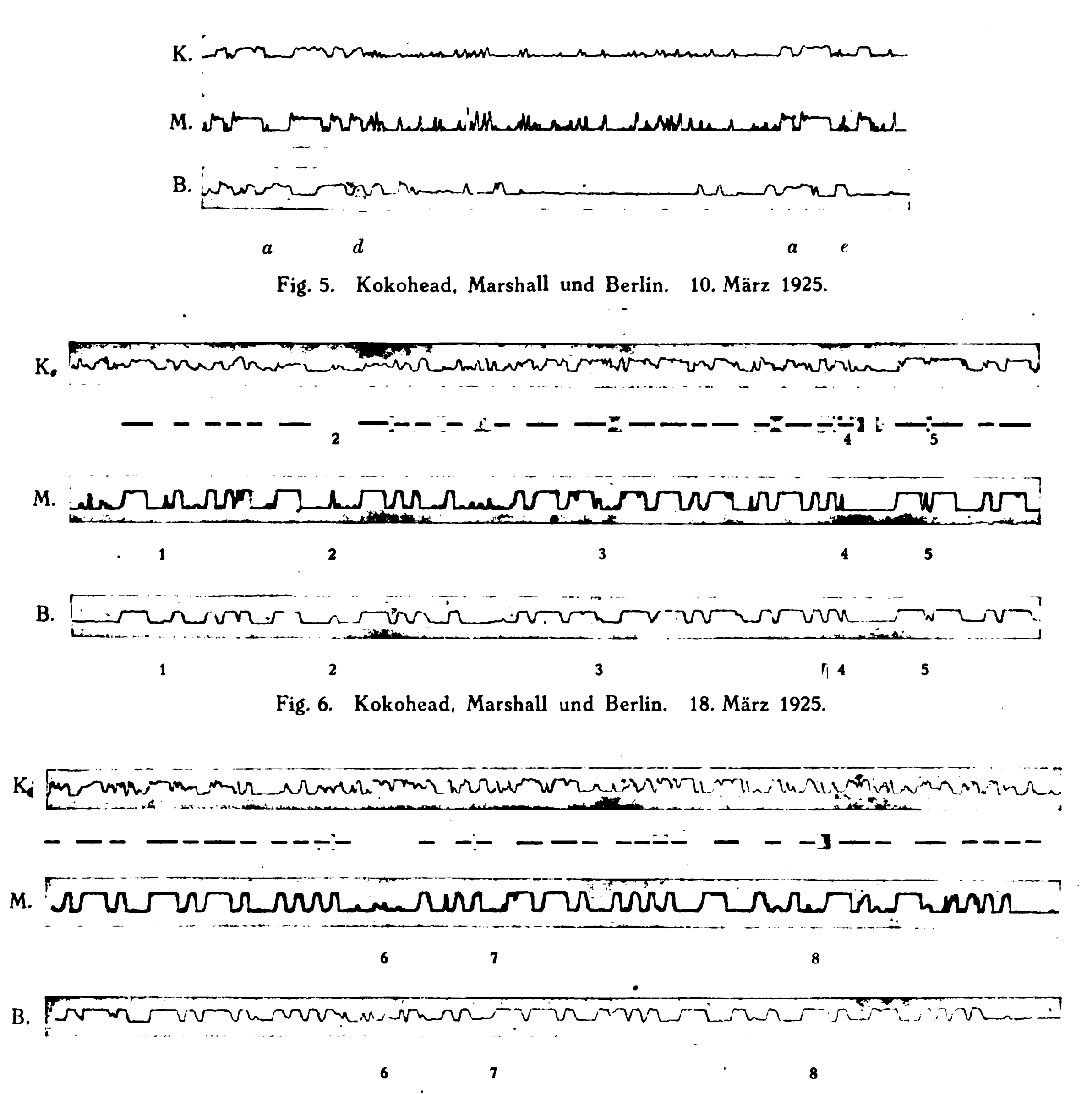


Fig. 5. Kokohead, Marshall und Berlin. 10. März 1925.

Fig. 6. Kokohead, Marshall und Berlin. 18. März 1925.

Fig. 7. Kokohead, Marshall und Berlin. 18. März 1925.

künstlichen Wellen. Wenn wir nun die Luftstörungen als eine elektromagnetische Wellenbewegung ansehen, so müssen auf sie die bisher bekannten Gesetze der Ausbreitung der elektromagnetischen Wellen zutreffen, d. h. die Ausbreitung der Störungen müßte in der Nacht besser als am Tage sein und die Störwellen müßten beim Übergang von Dunkelheit zu Tageslicht oder umgekehrt, also beim Durchgang durch eine Dämmerungszone, erheblich geschwächt werden. Die Lage der vier bei den Versuchen beteiligt gewesenen Orte zu der Verteilung von Tag zu Nacht auf der Erde ist bereits erwähnt worden. Die günstigen Ausbreitungsbedingungen während der Dunkelheit kommen allen Störungen zugute, die in dem dunklen Gebiet entstanden oder in dasselbe ein-

vorgang sehr stark ist, kann seine Wirkung auf weit voneinander entfernten Orten festgestellt werden. Es ist jedoch nicht zu erwarten, daß die Zahl der übereinstimmenden Störungen einen großen Betrag annehmen kann und das noch weniger, wenn der Ausbreitung natürliche Hemmnisse im Wege stehen. Das trifft auf die nur geringe Zahl der gleichzeitigen Störungen in Berlin und den amerikanischen Beobachtungsstellen zu. Es dürfte nicht ausgeschlossen sein, Störungen gleichen Ursprungs auf noch größeren Entfernungen festzustellen, wenn die Versuchsanordnungen entsprechend getroffen würden.

Als Ursache der Störungen werden plötzliche Zustandsänderungen des elektrischen Feldes der Atmosphäre, des

magnetischen Feldes der Erde, Umschichtungen im Erdinnern und elektrische Ausgleichsvorgänge im Kosmos angenommen. Zu den Zustandsänderungen des elektrischen Erdfeldes gehören die Blitzentladungen; in erster Linie werden die starken Blitzentladungen in den Tropen als Ursache der Luftstörungen angesehen. Wir haben bei unseren Versuchen die Ermittlung der Fernwirkung der Blitzentladungen in Betracht gezogen. Alle Störimpulse, die einwandfrei von sichtbaren Blitzen herrührten, sollten auf dem Streifen besonders bezeichnet werden. In Kokohead sind während der Versuche starke Gewitter aufgetreten, die Einwirkung auf die Empfangsanordnung war jedoch so stark, daß die Beobachtungen ausgesetzt werden mußten, um eine Gefährdung der Gesundheit des Beobachters und eine Zerstörung der Empfangsanordnung zu vermeiden.

Das Ergebnis der Untersuchung ist dahin zusammenzufassen: Übereinstimmende Störungen sind in großer Anzahl auf Entfernungen von 3900 km zwischen den Hawaiinseln und Kalifornien nachweisbar gewesen; einzelne Störungen waren auf Entfernungen von 10 000 bis 12 000 km vorhanden. Die allgemeinen Ausbreitungserscheinungen der elektromagnetischen Wellen werden auf die Ausbreitung der Störungen angewandt und dadurch die Häufigkeit des Auftretens gleichzeitiger Störungen erklärt.

Es ist beabsichtigt, die Untersuchung fortzusetzen und die Versuchsbedingungen so zu wählen, daß die Beobachtungsstellen gleichmäßig im Dunkeln oder im Hellen liegen.

Ich möchte diese Mitteilungen nicht schließen, ohne den Herren der Radio-Corporation bei den Empfangsstellen in Kokohead und Marshall sowie bei der Sendestelle in Rocky Point, besonders aber Herrn Direktor A. N. Goldsmith herzlichst zu danken, die durch ihr bereitwilliges Eingehen auf unsere Wünsche und ihre Mitarbeit die Versuche ermöglicht haben.

(Eingegangen am 19. 9. 1926.)

Referate.

E. Mallett u. A. D. Blumlein: Eine neue Methode zur Messung des Hochfrequenzwiderstandes. (A new method of highfrequency resistance measurement.) Journ. Inst. Electr. Eng. **63**, 397—414, 1925.

1. Einleitung. Der Hochfrequenzwiderstand eines Schwingungskreises wird bei Resonanz gemessen, ohne daß irgendwelche Zuschaltungen während der Messung vorgenommen werden. Der Schwingungskreis wird zu diesem Zweck mit einer Hilfsspule magnetisch gekoppelt, und das Verhältnis der effektiven Impedanz dieser Spule zu ihrer Impedanz ohne angekoppelten Kreis wird bei verschiedenen Frequenzen dicht am Resonanzpunkt bestimmt. Eine Kurve, die die Änderung dieses Impedanzenverhältnisses mit der Frequenz wiedergibt, wird gezeichnet, und aus ihr auf graphischem Wege der Wert des Hochfrequenzwiderstandes des Kreises ermittelt.

2. Theorie und graphische Methode. In Fig. 1 ist die Hilfsspule mit L_1 und die Spule, deren Hoch-

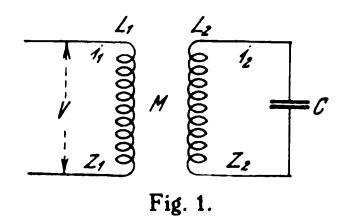


Fig. 1.

frequenzwiderstand gemessen werden soll, mit L_2 bezeichnet. Ist Z_1 die Impedanz der durch den Resonanzkreis unbeeinflußten Spule L_1, Z ihre Impedanz bei angekoppeltem Kreis, Z_2 die Gesamtimpedanz des Resonanzkreises, M die Gegeninduktion, so erhält man für das Verhältnis der Impedanzen

$$\frac{Z}{Z_1} = 1 + \frac{\omega^2 M^2}{Z_1} \cdot \frac{1}{Z_2} \tag{1}$$

Die Eigenfrequenz der Spule L_1 muß weit oberhalb der Meßfrequenz liegen, um den Einfluß ihrer Spulenkapazität vernachlässigen zu können.

In Fig. 2 ist das zur Gleichung (1) gehörige Kreisdiagramm gezeichnet, während in Fig. 3 die rechte Kurve die Änderung des $\frac{Z}{Z_1}$ mit der Frequenz f kennzeichnet. Der Vektor OP der Fig. 2 entspricht der Impedanz Z_2, sein Endpunkt P bewegt sich mit steigender Frequenz nach Q. OP' entspricht $^1/_{Z_2}$, P' bewegt sich von O ausgehend im Uhrzeigersinn auf dem Kreisbogen, dabei ist $\sphericalangle\, P'OX = POX$. Der Kreisdurchmesser OR ist gleich $^1/R_2$ (R_2 = Hochfrequenzwiderstand des Schwingungskreises).

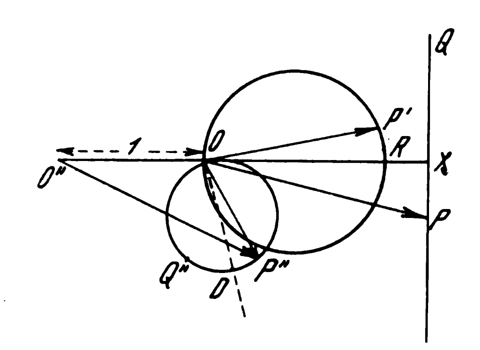


Fig. 2.

Für kleine Änderungen von ω ist $\omega^2 M^2/Z_1$ proportional ω und ändert sich kaum in Größe und Phase. Den Ort des Vektors $(\omega^2 M^2/Z_1)(1/Z_2)$ erhält man, indem man den Kreis um den Winkel von $1/Z_1$ dreht und seinen Durchmesser OR mit $\omega^2 M^2/Z_1$ multipliziert. Man erhält so den Kreis $OP''Q''$ mit OD als Durchmesser und $\sphericalangle\, XOD$ gleich dem Winkel von Z_1. Macht man $O''O$ gleich der Einheit, so ist der Vektor

$$O''P'' = 1 + (\omega^2 M^2/Z_1)(1/Z_2) = \frac{Z}{Z_1} \tag{2}$$

Das Maximum und Minimum von Z/Z_1 findet man, indem man von O'' den Vektor durch den Mittelpunkt dieses Kreises zieht. Umgekehrt: Kennt man die Größe des Maximums und des Minimums von Z/Z_1, so kann in bequemer Weise der Kreis $OQ''P''$ konstruiert werden. Man benutzt dazu die Kurve Z/Z_1 (Fig. 3) in Abhängigkeit von ω.

In der Fig. 3 ist OA gleich der Einheit, ON und OM geben dann das Maximum und Minimum von Z/Z_1 wieder.



Schlägt man um O Kreisbögen mit ON und OM und konstruiert man einen Kreis [1]), der durch Punkt A geht und die beiden Kreisbögen berührt, so erhält man damit den gesuchten Kreis $OP'' Q''$. Der Vektor OP entspricht dann in Größe und Phase einem bestimmten Z/Z_1, dessen zugehöriger Punkt P' auf der Kurve durch die gestrichelt gezeichneten Linien gefunden wird.

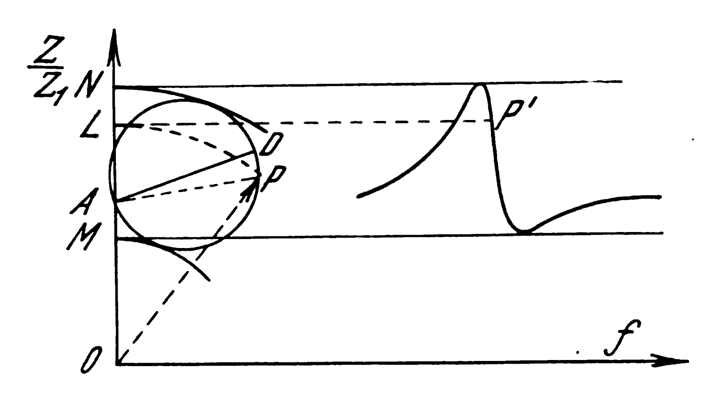


Fig. 3.

Der Vektor AP ist in Größe und Phase gleich $(\omega^2 M^2/Z_1) \cdot (1/Z_2)$, bei Resonanz ist $1/Z_2 = 1/R_2$ und AP fällt mit dem Durchmesser AD zusammen. Betrachtet man daher A als den Ausgangspunkt und den Durchmesser AD als Bezugslinie, so ist, da $\omega^2 M^2/Z_1$ annähernd als konstant angesehen werden kann, AP in irgendeiner anderen Einheit gleich dem Vektor $1/Z_2$. Der Winkel PAD gleich α ist dann der Phasenwinkel $1/Z_2$ (oder gleich — [Phasenwinkel von Z_2]).

Es ist

$$\tan \alpha = \frac{\omega L_2 - 1/\omega C_2}{R_2} \tag{3}$$

(L_2, C_2, R_2 sind die Komponenten von Z_2), mit Hilfe der Resonanzbedingung $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{L_2 C_2}}$ ergibt sich dann bei Differentiation von Gleichung (3) die Änderung des Phasenwinkels mit der Frequenz

$$\frac{d \tan \alpha}{d \omega} = \frac{L_2}{R_2} \left(1 + \frac{\omega_0^2}{\omega^2}\right) \tag{4}$$

Für Werte von ω dicht beim Resonanzpunkt ist $\frac{\omega_0^2}{\omega^2} \approx 1$, also erhält man aus (4)

$$\frac{d \omega}{d \tan \alpha} = \frac{R_2}{2 L_2} = \Delta = \text{Dämpfungskonstante.} \tag{5}$$

Für beliebige Punkte P' der Kurve, Fig. 3, kann man also in der in Fig. (3) angegebenen Weise die Winkel $\alpha = DAP$ finden, die zu P' gehörige Frequenz ω' kann ebenfalls der Figur entnommen werden. Die Kurve der Änderung des ω mit $\tan \alpha$ kann also gezeichnet werden. Für kleine Änderungen von ω ist diese Kurve eine gerade Linie, ihre Neigung $d\omega/d \tan \alpha$ ist gleich Δ. Wenn man L_2 kennt, so kann R_2 aus Δ berechnet werden. (Bei bekanntem C_2 des Schwingungskreises kann L_2 z. B. aus der Thomsonschen Formel berechnet werden, die Resonanzfrequenz ω_0 ist gleich dem ω der Kurve, zu dessem P $\tan \alpha = 0$ gehört.)

[1]) Geometrischer Ort des Mittelpunktes dieses Kreises ist der Schnittpunkt zweier Kreisbögen mit $\frac{OM + ON}{2}$ um O und mit $\frac{ON - OM}{2}$ um A. D. Ref.

Es ist zweckmäßig, $\tan \alpha$ für die gefundenen Winkel α nicht Tabellen zu entnehmen, sondern nach Fig. 4 in einfacher Weise ebenfalls graphisch zu ermitteln. Man errichtet zu diesem Zweck senkrecht auf AD eine Gerade US, wobei AT gleich der Einheit einer bestimmten Skala ist. Der $\tan \alpha$ des Vektors AP ist dann gleich tT, und zwar ist er für Punkte auf US oberhalb von T negativ.

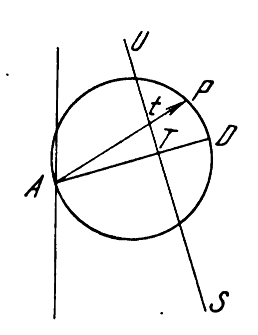


Fig. 4.

3. Experimentelle Bestimmung von $\frac{Z}{Z_1}$

Für die Bestimmung des Verhältnisses von $\frac{Z}{Z_1}$ haben die Verfasser drei Methoden ausgearbeitet, von denen nur die wichtigste und genaueste hier näher besprochen werden soll.

Voltmeter-Methode. Die Methode besteht darin, mittels eines Röhrenvoltmeters das Verhältnis von $\frac{Z}{Z_1}$ der Spule L_1 aus zwei Spannungsmessungen zu bestimmen. Unter der Bedingung, daß der durch die Hilfsspule L_1 fließende Strom während der Bestimmung der Spannungen an der Hilfsspule bei an- und abgekoppeltem Schwingungskreise konstant bleibt, ergibt sich

$$\frac{Z}{Z_1} = \frac{V}{V_1} \tag{6}$$

Das Schema der gesamten Meßapparatur ist in Fig. 5 gezeichnet. Den durch die Hilfsspule L_1 fließenden Meßstrom liefert die Verstärkerröhre, die durch den Oszillator fremdgesteuert wird. Durch die Fremdsteuerung wird erreicht, daß die Frequenz weitgehendst unabhängig von Änderungen außerhalb des abgeschützten Röhrengenerators ist. Es muß mit allen Mitteln dafür gesorgt werden, daß der Meßstrom ein rein sinusförmiger ist. Zu diesem Zweck befindet sich der Oszillator in einem Schwingungsbereich, bei dem das Einsetzen der Schwingungen gerade begonnen hat; die Verstärkerröhre arbeitet nur auf dem geradlinigen Teil ihrer Charakteristik.

Der Schwingungskreis wird an die Hilfsspule durch Schließen des Schlüssels S angekoppelt. Es hat sich gezeigt, daß es ohne Einfluß ist, ob der Schwingungskreis ganz entfernt oder nur geöffnet wird.

Amperemeter-Methode. Diese Methode mißt das Verhältnis von $\frac{Z}{Z_1}$ durch Strommessung: $\frac{Z}{Z_1} = \frac{J}{J_1}$. Auch diese Methode gibt gute Resultate, sie soll nicht weiter besprochen werden.

4. Experimentelle Resultate. Spulen verschiedener Selbstinduktion wurden nach den beiden Methoden bei verschiedenen Frequenzen untersucht. Die Resultate, die bei einer Spule L_2 von 4040 μH, einer Eigenkapazität von 7 $\mu\mu F$ und einem Gleichstromwiderstand von 4,6 Ω erhalten werden, sollen hier mitgeteilt werden. Die Hilfsspule L_1 hatte eine Größe von 700 μH und 10 $\mu\mu F$.

In Fig. 6 ist oben rechts die mit der Voltmeter-Methode gefundene Impedanzabhängigkeit Z/Z_1 von ω eingezeichnet. An Stelle der Frequenz ist die Einteilung eines Feineinstellkondensators des Senders aufgetragen. (Ein Teilstrich der Abszisse = 5%.) Links ist der Kreis zur Bestimmung des α bzw. tan α konstruiert, während im unteren Teil des Kurvenblattes die Änderung des tan α mit der Frequenz zu finden ist. Zugehörige Punkte sind mit gleichen Zahlen gekennzeichnet.

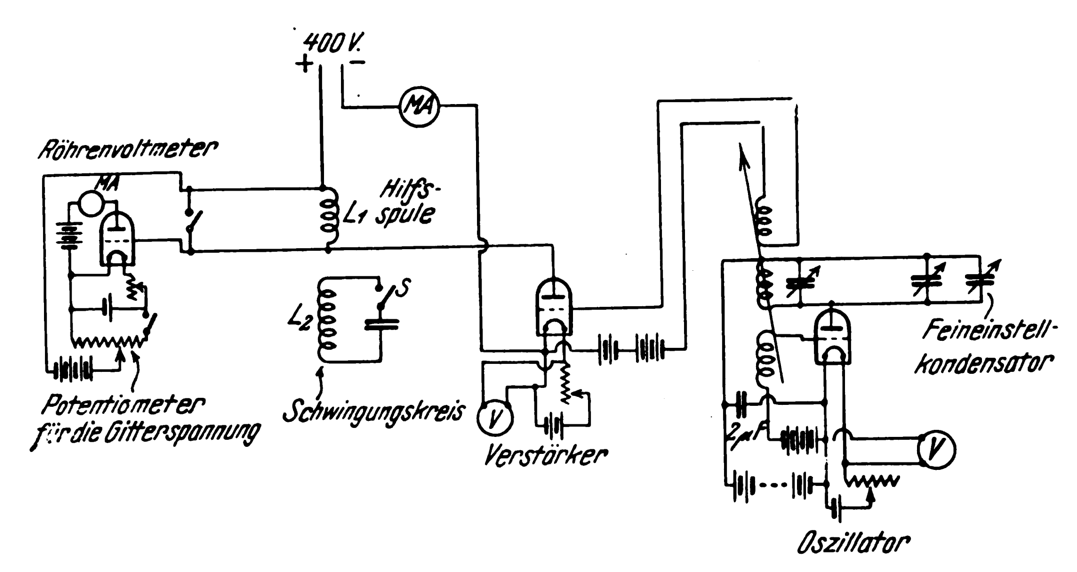


Fig. 5.

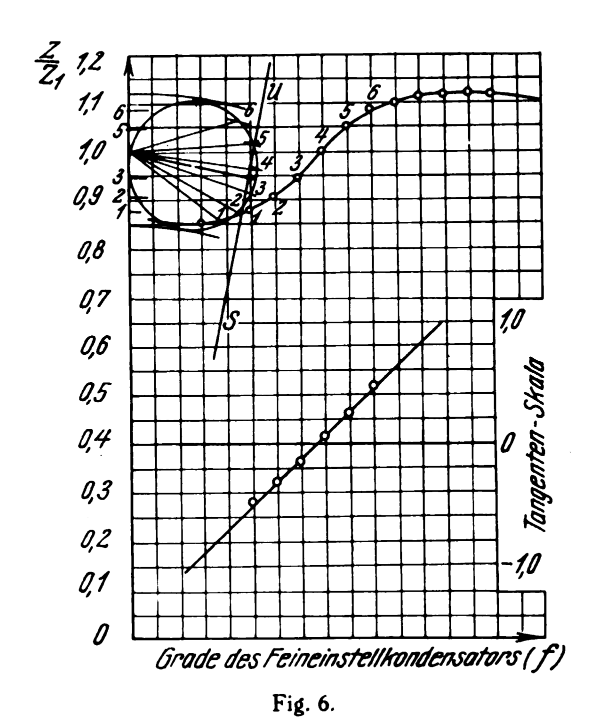


Fig. 6.

Es ist $\Delta\omega$ pro Grad des Kondensators gleich 42,6, aus der Kurve ergibt sich dann — bei einer Wellenlänge von 3800 m —

$$\frac{d\omega}{d\tan\alpha} = 1118$$

$$R_2 = \Delta \cdot 2 L_2$$

$$= 1118 \cdot 2 \cdot 4040 \cdot 10^{-6} = 9{,}02\ \Omega \qquad (7)$$

Nach der Ampèremeter-Methode ergibt sich R_2 zu 9,05 Ω. Dabei ist die Gegeninduktion in letzterem Falle bedeutend größer gewesen. Kontrollmessungen haben gezeigt, daß die Änderung der Kopplung keinen Einfluß hatte. Die Abweichungen bei den verschiedensten Messungen haben Differenzen von etwa 1% ergeben.

Die Zuschaltung eines dünnen Drahtwiderstandes von 8,38 Ω ergibt nach der Voltmeter-Methode eine Zunahme des Hochfrequenzwiderstandes um 8,28 Ω. Der Fehler ist also etwa $1^1/_4$%.

5. F r e q u e n z m e s s u n g. Die Verfasser geben eine Anwendung ihrer Methode zur genauen Resonanzbestimmung, bzw. zur Anwendung der Apparatur als Wellen-Standard für Sendestationen. (Diese ist jedoch durch die Ausbildung der Quarzresonatoren überholt! d. Ref.)

6. G e g e n i n d u k t i o n. Die Methode eignet sich ebenfalls zur Bestimmung der Gegeninduktion M. Es ergibt sich aus dem Kreisdiagramm, daß

$$M = \sqrt{\frac{L_1 R_2 D}{\omega}} \qquad (8)$$

ist, wobei D der Durchmesser des Kreises, L_1 die Selbstinduktion der Hilfsspule (unter Vernachläsigung von R_1 gegen ωL_1) und R_2 der Hochfrequenzwiderstand des Schwingungskreises bei Resonanz ist.

Für die beiden an dieser Stelle näher besprochenen Spulen L_1 und L_2 ergeben sich z. B. bei einer bestimmten Kopplung nach der Voltmeter- und Ampèremeter-Methode übereinstimmend

$$M = 58{,}6\ \mu H.$$

7. Z u s a m m e n f a s s u n g. Die Vorteile der Methode werden nochmals hervorgehoben: Zur Widerstandsbestimmung ist nur die Kenntnis von Frequenz und Z/Z_1 nötig, wobei die zur Messung von Z/Z_1 bestimmten Instrumente nicht absolut geeicht zu sein brauchen. Die Methode eignet sich besonders auch zur Widerstandsmessung bei den Eigenfrequenzen der Spulen.

In einem Anhang werden die Einflüsse von Stromschwankungen in der Hilfsspule beim Ankoppeln des Schwingungskreises usw. rechnerisch untersucht. A. S c h e i b e.

N. Lindenblad und W. W. Brown. (Radio Corpor. of Am. u. Gen. El. Co.). H a u p t g e s i c h t s p u n k t e b e i m B a u v o n A n t e n n e n. (Main Considerations in antenna design.) Proc. Inst. Radio Eng. **14**, 291—323, 1926.



Es handelt sich bei der Arbeit um eine Zusammenstellung der Erfahrungen mit Antennen für die langen Wellen der Großstationen.

1. Die günstigste Wellenlänge hängt von der Entfernung ab. Die Wellenlänge sollte so gewählt werden, daß die Entfernung zwischen Sender und Empfänger $< 500\ \lambda$ ist.

Für wieviel Meter-Amp. die Anlage berechnet sein muß, hängt, abgesehen von der Entfernung, hauptsächlich von der Stärke der atmosphärischen Störungen am Orte des Empfängers ab.

Ob man eine bestimmte Anzahl Meter-Amp. durch einen Generator von verhältnismäßig kleiner Leistung zusammen mit einer hohen Antenne oder durch eine verhältnismäßig niedrige Antenne zusammen mit einem Generator großer Leistung herstellt, ist eine reine Kostenfrage. Im allgemeinen gibt es für das Verhältnis von Generatorleistung und Antennenhöhe ein Optimum, bei dessen Bestimmung nicht nur die anfänglichen Kosten, sondern auch die Unterhaltungs- und Betriebskosten in Betracht zu ziehen sind.

2. Von den Antennnen stehen zur Verfügung entweder hohe Antennen von verhältnismäßig kleiner Kapazität — z. B. Schirmantennen — oder niedrige Antennen von großer Kapazität — z. B. die unterteilte Alexanderson-Antenne —. Bei den ersteren ist zu bedenken, daß ihre wirksame Höhe erheblich kleiner sein kann als ihre tatsächliche und daß ihre Kapazität durch mehrere Zuleitungen noch verringert wird, während ein ähnliches Verhältnis bei der zweiten Type nicht besteht.

3. Bezüglich der Frage, ob man die Antennentürme (oder Masten) vom Boden zu isolieren oder zu erden hat, ist vor allem zu sagen, daß ein Zwischending — schlecht geerdeter oder schlecht isolierter Turm — auf alle Fälle zu verwerfen ist. Bei Wellenlängen, die im Verhältnis zur Turmhöhe nicht sehr groß sind, ist Isolation der Türme zweifellos vorzuziehen.

4. Freitragenden Masten wird wenigstens in Amerika immer mehr der Vorzug vor abgespannten gegeben. Sie werden meist mit breiten Traversen versehen, die dann auch eine große Breite der Antennenkapazität gestatten. Die freitragenden Türme sind zwar im Bau teurer, erfordern aber geringere Unterhaltungskosten und beeinflussen die Kapazität der Antenne wenig.

Bei der Wahl der Antennendrähte ist man auf einen Kompromiß zwischen elektrischen und mechanischen Eigenschaften angewiesen. Am günstigsten haben sich Drähte aus Silizium-Bronze und besonders Stahldrähte mit Kupfermantel erwiesen. Für die Bewährung eines Materials sind wesentlich die Ermüdungs- und Kristallisationserscheinungen, die sich unter dem Einfluß der mechanischen Schwingungen der Antennendrähte über kurz oder lang einstellen. Günstiger als Einzeldrähte sind in dieser Beziehung verseilte. Besonders schlimm ist die Abnutzung der Drähte in der Nähe der Verbindungen und Befestigungen.

Da ein starker Durchgang der Drähte wegen des Windes sehr ungünstig ist, so werden sie im allgemeinen ziemlich stark gespannt. Wenn diese Spannung noch durch eine Eisschicht — falls die Heizungsanlage der Antennen versagen sollte — bedeutend vermehrt wird, so besteht die Gefahr des Bruches und damit eine unsymmetrische Beanspruchung der Träger. Um diese Gefahr abzuwenden, werden im allgemeinen besondere mechanische Sicherungsmaßnahmen getroffen. (Vgl. das Referat in diesem Jahrbuch **28**, 72, 1926.)

Vorrichtungen zur Heizung der Antennendrähte sind auf alle Fälle zu empfehlen (unter amerikanischen Verhältnissen). Sie stellen eine Sicherung gegen unter Umständen lange Betriebsunterbrechungen dar, die durch den Bruch von Antennenteilen verursacht werden können, und gestatten ferner die Antennen schwächer zu bauen, als wenn mit den ungeheuren Belastungen durch Eisschichten zu rechnen ist.

Besonders gut bewährt haben sich Gegengewichte zur Spannung der Antennendrähte.

5. Zur Bestimmung der Kapazität einer projektierten Antenne ist es am besten, ein Modell anzufertigen, dasselbe in einen mit Wasser gefüllten Holzkasten mit metallnen Boden hereinzustellen und den elektrolytischen Widerstand zwischen Metall und Boden zu messen. Macht man dann dasselbe mit einer Platte, deren Kapazität gegen den Boden sich bequem berechnen läßt, so verhalten sich bekanntlich die elektrostatischen Kapazitäten in beiden Fällen wie die elektrolytischen Widerstände.

6. Für die Zusammensetzung des Widerstandes einer Antenne sind interessant die Zahlen, die die Verfasser für eine Antenne von Radio Central angeben.

Strahlungswiderstand bei $\lambda = 16\,500$ m	0,05 Ω
Erdwiderstand	0,10 „
Antennen-Abstimmspulen	0,15 „
Zuleitungsdrähte	0,05 „
äquivalenter Widerstand der Isolatoren und anderer Verluste	0,05 „
zusammen	0,40 Ω

Der Strahlungswiderstand wird am besten berechnet, nachdem man die wirksame Höhe der Antenne dadurch bestimmt hat, daß man die Feldstärke in einer bekannten Entfernung von der Antenne maß.

Um den Erdwiderstand klein zu halten, ist bei verhältnismäßig schlecht leitendem Boden, der die Regel ist, am günstigsten ein in den Boden eingegrabenes Drahtsystem, das in bekannter Weise an verschiedenen, richtig gewählten Punkten durch Leitungen oberhalb des Erdbodens mit dem Fußpunkt des Luftleiters bzw. der Abstimmspulen verbunden wird. Diese Verbindungsleitungen sind durch Einschaltung von Induktivitäten so zu dimensionieren, daß durch die Anzapfungen des Erdnetzes die Spannungsverteilung in demselben nicht geändert wird. Besonders geeignet für diese Methode zur Reduktion des Erdwiderstandes sind die unterteilten Alexanderson-Antennen.

In Betracht kommt auch ein von der Erde isoliertes Gegengewicht, insbesondere dann, wenn die für die Antennenanlage zur Verfügung stehende Fläche beschränkt ist. Auch eine Kombination von Gegengewicht und Erddrahtsystem, die unter Umständen billiger sein kann, als Gegengewicht oder Erdnetz allein, ist möglich. Im allgemeinen ziehen die Ingenieure der Radio Corporation ein Erdnetz vor, da ein eingegrabenes Erdnetz weder mechanischen noch elektrischen Beschädigungen ausgesetzt ist.

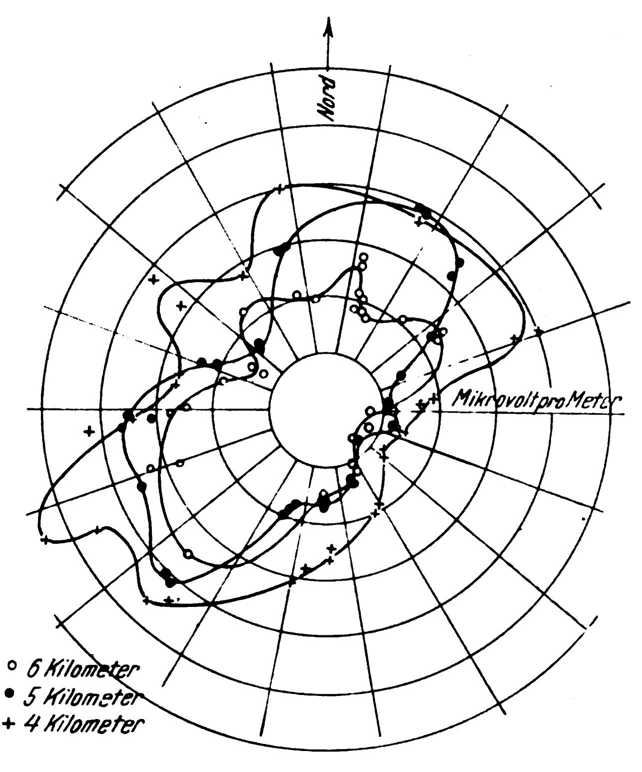
Nach der Zusammenstellung oben ist es besonders wichtig, den Widerstand der Abstimmspulen herabzusetzen. Dieses schwierige Problem hat die Radio Corporation jahrelang beschäftigt. Über die von ihr jetzt benutzten Antennenspulen, die sämtlich aus Litzendraht angefertigt sind, ist schon in diesem Jahrbuch referiert worden (ds. Jahrbuch **28**, S. 71, 1926).

Um die Verluste durch schlechte Isolation möglichst niedrig zu halten, wird überall für Isolatoren und Durchführungen Porzellan verwendet.

7. Als Mittel zur Entkopplung von zwei nahestehenden Antennen wird gewöhnlich das von A. Meißner angegebene benutzt. Die beiden Antennen werden durch eine

induktive Leitung verbunden, die dann gewissermaßen der wechselseitigen Kapazität der beiden Antennen parallel liegt. Nach den Erfahrungen der Verfasser ist es am besten, den Kreis, der durch die wechselseitige Kapazität und die induktive Leitung gebildet wird, auf eine Frequenz abzustimmen, die zwischen den Eigenfrequenzen der zwei zu entkoppelnden Antennen liegt.

8. Wenn die Länge der Zuleitungen vom Sender zur Antenne nicht klein gegen die Wellenlänge ist, so entsteht die Aufgabe, diese Zuleitung so zu dimensionieren, daß keine stehende Welle auf ihr zustande kommt. Eine solche Zuleitung herzustellen ist möglich dadurch, daß man die eingeschaltete Impedanz im Verhältnis zur Wellenimpedanz der Leitung richtig wählt. Um die Zuleitung und evtl. den Transformator, der auf sie arbeitet, der Wirkung der Antennenschwingungen zu entziehen, empfiehlt es sich, sie elektrisch abzuschirmen. Ob keine stehenden Wellen in der Zuleitung vorhanden sind, kontrolliert man am einfachsten, indem man in dasselbe, und zwar im Abstand von je ¼ Wellenlänge, drei Strommesser einschaltet. Sie müssen denselben Strom zeigen.



9. Dann geben die Verfasser noch Diagramme über die Feldstärke der Versuchs-Rundfunktantenne in Schenectady. Die Feldstärke, die mit einer Rahmenantenne gemessen wurde, ist in diesen Diagrammen als Radiusvektor in der Richtung, in der sie gemessen wurde, aufgetragen. In der Figur sind drei solche Diagramme für Entfernungen von 4, 5 und 6 km vom Sender wiedergegeben. Sie zeigen, wie stark das Feld, augenscheinlich durch lokale Einflüsse, gestört wird. Dabei war die Antenne symmetrisch: ein vertikaler Käfig, getragen von einem durch Isolatoren unterteilten Stahlkabel, das zwischen zwei Stahlmasten von etwa 100 m Höhe aufgehängt war ($\lambda = 379{,}5$ m). — —

Am Schluß weisen die Verfasser noch auf folgendes hin. Die starke Reduktion des Widerstandes und damit der Dämpfung der Antennen haben zwei Schwierigkeiten ergeben,

1. daß die Telegraphiergeschwindigkeit infolge der verhältnismäßig langen Anlaufszeit der Antennenschwingungen beschränkt wird;

2. daß die Abstimmung der Antenne so scharf wird, daß die geringsten Schwankungen der Antennenkapazität die Antenne außer Resonanz bringen und damit den Antennenstrom stark herunterdrücken. Es ist deshalb eine automatische Anordnung entwickelt worden, die die Antenne immer wieder auf die richtige Abstimmung bringt, wenn die Kapazitätsschwankungen nicht zu rasch sind.

J. Zenneck.

A. H. Taylor. Beziehung zwischen der Höhe der Kennelly-Heavisideschicht und der drahtlosen Übertragung mit kurzen Wellen. (Relation between the height of the Kennelly-Heaviside layer and high frequency radio transmission phenomena.) Proc. Inst. Radio Eng. **14**, 521—540, 1926.

In der Arbeit werden systematisch die Übertragungsverhältnisse bei kurzen Wellen untersucht, die eine tote Zone zeigen ($\lambda \leqq 60$ m), und zwar unter folgenden Annahmen:

1. In einer gewissen Höhe über dem Erdboden befindet sich eine elektronenhaltige Schicht, in der die Fortpflanzungsgeschwindigkeit c von elektrischen Wellen größer ist als diejenige c_0 in der praktisch elektronenfreien Atmosphäre an der Erdoberfläche.

2. Die elektronenhaltige höhere und die elektronenfreie untere Schicht stoßen unvermittelt aneinander (Reflexion der Strahlen an der Grenzschicht, nicht Krümmung.[1])

3. Von den an der Grenzschicht reflektierten Strahlen kommen für den Empfänger nur diejenigen in Betracht, die total reflektiert werden.

4. Strahlen, die von der oberen Schicht auf die Erde herunter reflektiert werden, werden von der Erdoberfläche wieder nach oben reflektiert.

Unter diesen Annahmen ist das Strahlenbild in der Nähe des Senders S dasjenige von Fig. 1. Der Strahl, der in der

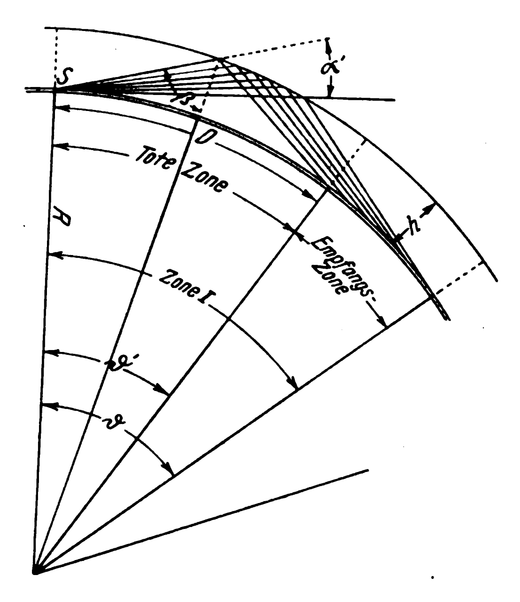


Fig. 1.

weitesten Entfernung (ϑ) vom Sender nach einmaliger Reflexion herunterkommt, ist derjenige, der den Sender mit horizontaler Richtung verläßt. Der Strahl, der in der geringst

[1]) Der Verfasser ist sich aber klar darüber, daß physikalisch nur eine Krümmung in Frage kommen kann. Er ersetzt aber rein geometrisch die Krümmung durch eine Reflexion an einer fiktiven Schicht, deren Höhe durch den Schnittpunkt des nach oben ausgesandten Strahles mit dem nach rückwärts verlängerten, herunterkommenden Strahl bestimmt ist.

möglichen Entfernung (ϑ') vom Sender den Boden trifft, ist der Grenzstrahl, der an der reflektierenden oberen Schicht noch eben total reflektiert wird. Er ist derjenige, der am Sender unter dem Winkel α' gegen die Horizontale ausgesandt wird. Dieser Strahl liefert die Grenze der toten Zone, deren Breite $= R \times \vartheta'$ ist ($R =$ Erdradius). Die erste Zone, innerhalb deren der Empfang möglich ist, ist danach $R\,(\vartheta - \vartheta')$. Aus den geometrischen Verhältnissen der Fig. 1 folgt ferner

$$\frac{c_0}{c} = \sin\beta = \frac{R}{R+h}\cos\alpha' = \cos(\alpha' + \vartheta/2)$$

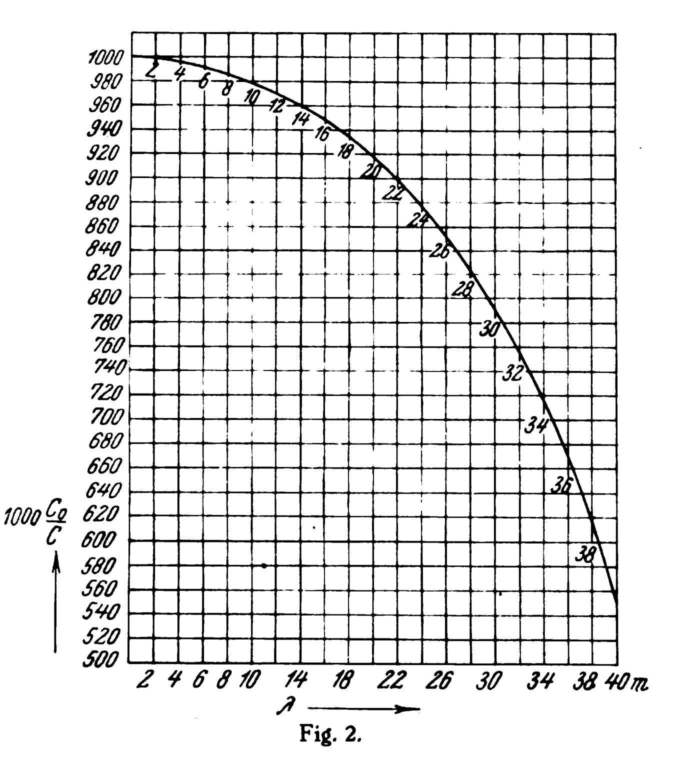


Fig. 2.

Nun erhält man in einem elektronenhaltigen Medium, in dem das magnetische Erdfeld vorhanden ist, aus einem nach oben ausgesandten Strahl im allgemeinen 4 Strahlen, 2 zirkular- und 2 geradlinig polarisierte. Der Ausdruck für $\frac{c_0}{c}$ ist für diese 4 Strahlen verschieden. Zugrunde gelegt ist in der Arbeit derjenige Ausdruck, der bei einer bestimmten Elektronenkonzentration den kleinsten Wert $\frac{c_0}{c}$ liefert. In diesem Fall gilt dann der Ausdruck (vgl. ds. Jahrb. **28,** 30 ff, **1926**).

$$\left(\frac{c_0}{c}\right)^2 = 1 - \frac{A\,\lambda^2}{1 - \lambda/\lambda_0}$$

worin

$$A = N e^2/\pi m, \quad \lambda_0 = 2\pi c_0 m/H$$

und N die Anzahl Elektronen/cm³, e die Ladung, m die Masse eines Elektrons und H die Feldstärke des Erdfeldes bedeuten, e und H ($= 0{,}5$) in absoluten emg. Einheiten. Für die Elektronenkonzentration ist bei allen Rechnungen der Wert $N = 3{,}95 \times 10^5/\text{cm}^3$ vorausgesetzt, der früheren Messungen des Verfassers entnommen ist. Dann bekommt man für $\frac{c_0}{c}$ die Werte, die durch Fig. 2 in Abhängigkeit von λ dargestellt sind.

Den weiteren Verlauf der Strahlen denkt sich dann der Verfasser so, daß die Strahlen, wenn sie zur Erde herunterkommen, vom Erdboden wieder nach oben reflektiert werden, wie es Fig. 3 [2]) für zwei Strahlen mit den toten Zonen von 500 und 1500 Meilen zum Ausdruck bringt.

Es werden im allgemeinen mehrere tote Zonen und Empfangszonen aufeinanderfolgen, und zwar zeigt eine elementare Überlegung, daß die Breite der n-ten Empfangszonen

$$= R\,n\,(\vartheta - \vartheta')$$

und demnach die tote Zone, die evtl. zwischen der n-ten und (n + 1)-ten Empfangszone liegt,

$$= R\,[(n+1)\,\vartheta' - n\,\vartheta]$$

ist.

Bei der Welle mit der toten Zone von 500 Meilen sind z. B. (vgl. Fig. 3) Empfangszonen zwischen 500 und 2000, 1000 und 2000 und 1500 und 2500 Meilen, eine tote Zone nur innerhalb der ersten 500 Meilen. Bei kürzeren Wellen mit der toten Zone von 1500 Meilen fällt die erste Empfangszone zwischen 1500 und 2000, die zweite zwischen 3000 und 4000 und die dritte zwischen 4500 und 6000 Meilen. Es sind also außer der ersten toten Zone noch weitere vorhanden. Die Verhältnisse werden noch ungünstiger, wenn man berücksichtigt, daß die Strahlen, die vom Sender in nahezu horizontaler Richtung ausgesandt werden, voraussichtlich in den tieferen Schichten der Atmosphäre, durch die sie sehr lang verlaufen müssen, sehr stark absorbiert werden. Nimmt man also an, daß erst Strahlen, die unter einem Winkel von 3° gegen die Horizontale vom Sender ausgehen, tatsächlich für den Empfänger in Betracht kommen, so würde die erste Empfangszone zwischen 1500 und 1750, die zweite zwischen 3000 und 3500, die dritte zwischen 4500 und 5250 liegen und die dazwischen liegenden toten Zonen würden erheblich breiter werden.

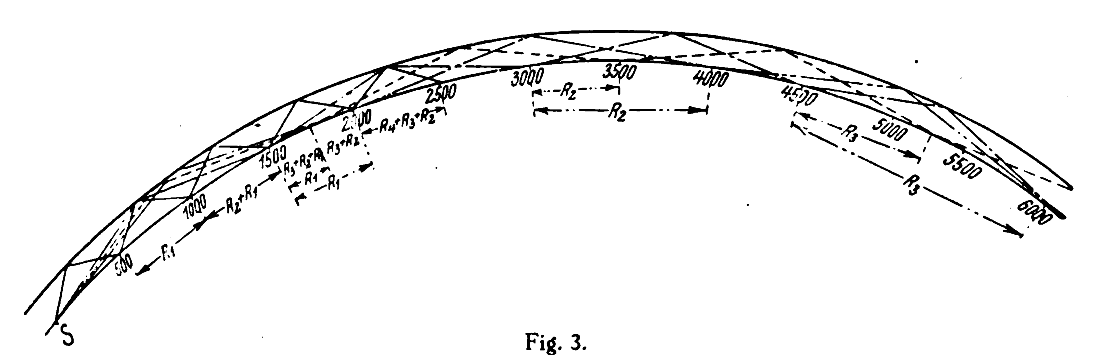


Fig. 3.

Um eine einfache Übersicht zu geben, hat der Verfasser eine Darstellung gewählt, von der Fig. 4 ein Beispiel ist. Die

[2]) Darin ist der Grenzstrahl für die Welle mit der toten Zone von 500 Meilen ausgezogen, derjenige für die Welle mit der toten Zone von 1500 Meilen strichpunktiert. Der in horizontaler Richtung ausgesandte Strahl ist durch Striche und dazwischen 2 Punkte und der Strahl, der unter einem Winkel von 3° gegen die Horizontale ausgesandt wird, gestrichelt gezeichnet.

Figur bezieht sich auf eine Höhe der reflektierenden Schicht von 100 Meilen. Die Kurve in der rechten oberen Ecke zeigt den Zusammenhang zwischen der Wellenlänge und der Neigung des Grenzstrahls gegen die Horizontale, d. h. bei einer Wellenlänge von 32,1 m würden Strahlen, die unter einem Winkel von 4° gegen die Horizontale ausgesandt werden, noch total reflektiert, bei einer Wellenlänge von 15 m nur solche, die höchstens um einen Winkel von 10,8° gegen die Horizontale geneigt sind. Bei Wellenlängen unter 11,5 m würde selbst ein horizontal ausgesandter Strahl nicht mehr total reflektiert werden. Solche Wellenlängen würden also für große Entfernungen nicht mehr verwendbar sein.

Von den Kurven in der eigentlichen Fig. 4 gibt die am weitest links gelegene die Entfernung ϑ in Bogenmaß — oder $69{,}8 \cdot \vartheta^0$ in Meilen —, in der ein Strahl, der unter dem Winkel α gegen die Horizontale ausgesandt wurde, nach einer einmaligen Reflexion an der oberen Schicht die Erdoberfläche trifft, die zweite Kurve dasselbe, aber nach zweimaliger Reflexion usw.

Was man aus diesen Kurven ablesen kann, soll das Beispiel $\lambda = 12{,}3$ m zeigen. Der Grenzstrahl ist 5,7°, die erste tote Zone erstreckt sich bis $\vartheta = 33°$, und die erste Empfangszone bis $\vartheta = 50°$. Zieht man nun von dem Schnittpunkt der 12,3 m-Linie ($\alpha = 5{,}7°$) mit der zweiten Kurve eine vertikale, so schneidet diese die erste Kurve überhaupt nicht, dagegen die Abszissenanchse bei $\vartheta = 65°$. Es ist also eine zweite tote Zone zwischen $\vartheta = 50$ und 65° vorhanden.

Solche Kurven wie diejenige von Fig. 4 zeichnet der Verfasser auch noch für Höhen der reflektierenden Schicht von 150, 225, 300, 500 Meilen, und zwar entspricht nach den

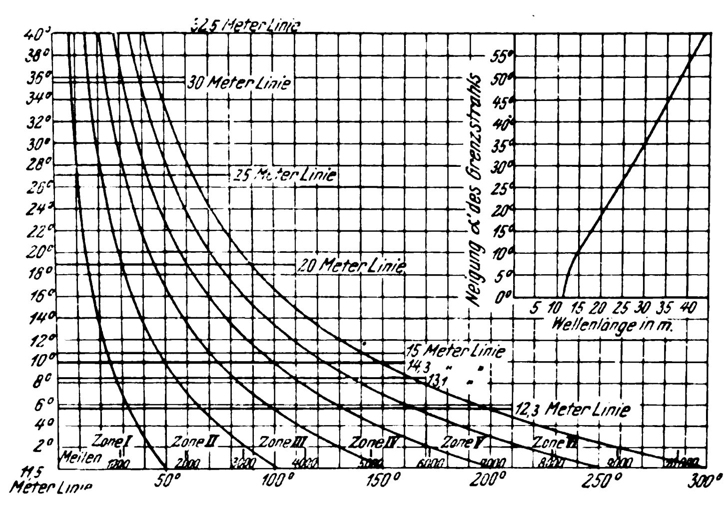


Fig. 4.

Zahlen, die der Verfasser aus den bisherigen Erfahrungen ableiten zu dürfen glaubt, in Nordamerika eine Höhe der reflektierenden Schicht von 100 Meilen der Tagesmitte im Frühling, 150 Meilen der Tagesmitte in der Mitte des Winters und dem Spätnachmittag von Frühling und Herbst, 225 Meilen der Mitte der Nacht im Sommer, 300 Meilen der Mitte der Nacht im Frühling und Herbst, 500 Meilen der Mitte der Nacht im tiefen Winter. Die Wellenlängen, die eben noch total reflektiert werden, sind — immer unter den oben angegebenen Annahmen —

11,5 m für h = 100 Meilen
14 „ „ „ = 150 „
16,5 „ „ „ = 225 „
19 „ „ „ = 300 „
25 „ „ „ = 500 „

Außerdem rechnet der Verfasser dann noch Kurven der Art von Fig. 4 unter der Annahme, daß die Höhe der reflektierenden Schicht nicht überall dieselbe ist, sondern daß sie in der Telegraphierrichtung entweder höher oder tiefer wird. Das erstere würde dem Fall entsprechen, wenn der Sender in dem von der Sonne beleuchteten Teil der Erde steht, während an der Stelle des Empfängers noch Nacht ist. Die Verhältnisse werden dann ganz verschieden, wenn man Empfänger und Sender vertauscht.

An Beobachtungen, die zur Prüfung der Überlegungen des Verfassers dienen können, führt er folgende an:

1. Während das Naval Research Laboratory in Washington mit $\lambda = 11{,}8$ m häufig mit den Stationen der Radio Corporation in Oakland (Kalifornien) und in Denver (Kolorado) verkehren konnte, war es bisher mit $\lambda = 11$ m an Märztagen unmöglich (vgl. das oben bei $h = 100$ Meilen Ausgeführte).

2. Die zweite tote Zone, die für $h = 100$ Meilen und $\lambda = 12{,}3$ m zwischen $\vartheta = 50$ und 65° bestehen soll, ist häufig beobachtet worden.

3. Bei ausgedehnten Versuchen zusammen mit dem Personal der Station der Radio Corporation in Oakland und Denver mit Wellenlängen zwischen 11 und 26 m, kam die erste tote Zone in Denver und bei anderen Wellenlängen die zweite tote Zone in Oakland zur Beobachtung. Aus der Tatsache, daß ein Verkehr möglich ist mit $\lambda = 11{,}8$ m, dagegen nicht mit 11 m, folgt — wenn man 11,8 m als kürzeste Welle annimmt, bei der noch Verkehr möglich ist — als Höhe der reflektierenden Schicht 116 Meilen. Aus den Messungen an der ersten toten Zone (Denver) ergibt sich als Höhe 113 Meilen, aus Messungen an der zweiten toten Zone (Oakland) 102 Meilen. Andere Messungen an anderen Stationen lieferten eine Höhe von 110 Meilen, also alles Zahlen, die gut miteinander übereinstimmen.

Zum Schluß sagt der Verfasser, daß eine Station, nämlich 2 X S der Radio Corporation, sich nicht in das Schema fügt, daß sie auch an Stellen aufgenommen werden konnte, an denen nach den oben angegebenen Überlegungen eine tote Zone hätte sein müssen. Außerdem gelten die Beziehungen nicht für sehr hoch über der Erde befindliche Sender (Flugzeugsender), bei denen die direkten Strahlen unter Umständen einen Verkehr möglich machen, unter denen die reflektierten Strahlen eine tote Zone haben würden.

Leider ist das, was der Verfasser über die vorliegenden Beobachtungen angibt, so wenig vollständig, daß es nicht möglich ist zu beurteilen, wie weit dieselben seine stark schematisierende Betrachtungsweise stützen.

J. Zenneck.

L. W. Austin. Bestimmung der Richtung von atmosphärischen Störungen auf dem Isthmus von Panama. (Direction determinations of atmospheric disturbances on the Isthmus of Panama.) Proc. Inst. Radio Eng. **14,** 373—376, 1926.

Messungen an den beiden Endstationen Balboa und Colon des Panama-Kanals führten zu folgenden Ergebnissen.

1. Während der trockenen Jahreszeit, ungefähr vom 15. Juni bis zum 1. April kommen die atmosphärischen Störungen sowohl in Balboa, als in Colon fast alle von dem südamerikanischen Kontinent und zwar von der Richtung der Hoch-Anden nördlich von Kolumbien.

2. Nach dem Ende der trockenen Jahreszeit, wenn die lokalen Gewitter anfangen, überwiegen die lokalen Störungen von den niederen Gebirgen auf dem Isthmus. Dadurch wird die Richtung, aus der die meisten atmosphärischen Störun-



gen kommen, in Balboa von Süd-Osten nach Norden verschoben, während für Colon fast keine Änderung gegenüber der trockenen Jahreszeit eintritt, da die Richtung der lokalen Störungen bei Colon ungefähr dieselbe ist, wie diejenige der fernen Störungszentren in Kolumbien.

3. Mitten im Sommer werden die Störungen, die vermutlich in Zentralamerika und Mexiko entstehen, durch die lokalen Störungen auf dem Isthmus selbst so sehr maskiert, daß auch jetzt noch die Hauptrichtung für Colon ganz ungefähr südöstlich ist, während in Balboa die fernen und lokalen Störungen zusammen eine ungefähr nördliche oder nordwestliche Hauptrichtung ergeben.

4. Es ist nach den Versuchen zu erwarten, daß in der trockenen Jahreszeit Balboa und Colon mit gerichteten Empfängern die nördlich gelegenen Stationen etwa gleich gut aufnehmen können. Zu anderen Jahreszeiten sollte aber für diesen Zweck Colon viel günstiger sein als Balboa.

J. Zenneck.

Patentschau.

Von **Carl Lübben.**

Piezoelektrische Frequenzkontrolle.

Amer. Pat. 1 581 701 (Taylor, 24. Oktober 1925), pat. 20. April 1926, identisch mit Brit. Pat. 260 231 (veröffentlicht am 22. Dezember 1926).

Die Frequenzkontrolle großer Schwingungsleistungen durch Piezokristalle stößt bei Verwendung eines Kristalls in der Hauptschwingungsröhre auf Schwierigkeiten, da der

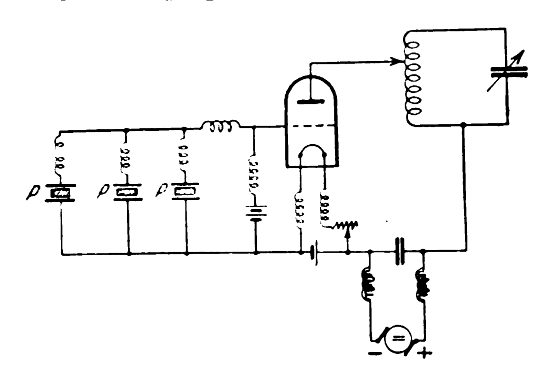


Fig. 1.

Kristall sehr bald überlastet und zerstört wird. Die Grenze wird mit etwa 7 bis 15 Watt angegeben. Erfindungsgemäß werden zur Kontrolle größerer Schwingungsleistungen mehrere Piezokristalle (Fig. 1) gleicher Eigenfrequenz parallel geschaltet.

Verwendung von Piezokristallen in Empfangsschaltungen.

Brit. Pat. 258 707 (Western El. Co., 27. Juli 1925), veröffentlicht am 30. September 1926, identisch mit Franz. Pat. 603 382 (veröffentlicht am 14. April 1926).

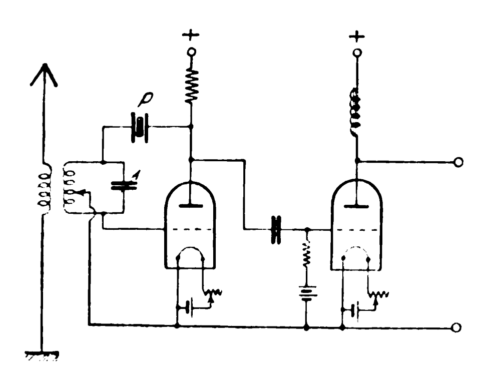


Fig. 2.

Die Patente betreffen die piezoelektrische Frequenzkontrolle bei Empfangsschaltungen. In Frage kommen vor allem Schaltungen, bei denen örtlich erzeugte Hilfsschwingungen zur Überlagerung verwendet werden. In vielen Fällen, z. B. bei der Einseitenbandmodulation, ist eine sehr hohe Frequenz dieser Überlagerungswellen erforderlich.

Von den zahlreichen Beispielen sei eine einfache Schaltung in Fig. 2 wiedergegeben, bei der die erste Röhre zugleich zum Empfang und zur Erzeugung der Hilfswelle dient. Zur Konstanthaltung der Frequenz ist ein Piezokristall P zwischen Anode und Schwingungskreis geschaltet.

Röhrensender (Tandemschaltung).

Öster. Pat. 104 230 (Soc. Ind. Tel. Italiano „Doglio", Collo Mailand Ital. Prior. 14. Dezember 1920), ausgegeben am 25. September 1926.

Die in Fig. 3 wiedergegebene Doppelröhren-Senderschaltung besitzt einen Schwingungskreis $C\,L$, der mit den

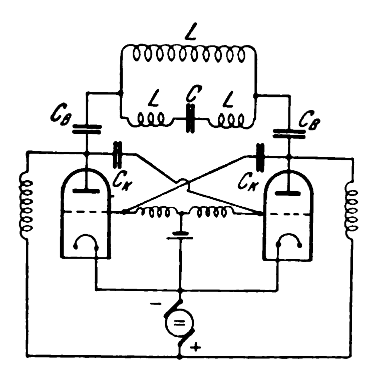


Fig. 3.

Anoden über Blockkondensatoren C_B verbunden ist, während die Anodenspeiseleitungen getrennt über Drosseln mit den Anoden verbunden sind. Die Gitterkopplung erfolgt durch die übliche kapazitive Kreuzkopplung.

Kurzwellenröhrensender.

Brit. Pat. 259 937 (British Thomson Houston Co., 17. Oktober 1925), veröffentlicht am 15. Dezember 1926.

Zur Erzeugung sehr kurzer Wellen wird eine Röhre verwendet, in der die Elemente des Schwingungskreises in der Röhre eingebaut sind. Die Halter für die Anode und den Kondensator sind rahmenförmig ausgebildet und dienen zugleich als Selbstinduktion des Schwingungskreises.

Beseitigung des Fadingeffektes und der Wirkung toter Zonen.

Brit. Pat. 259 226 (Telefunken, 1. Oktober 1925), veröffentlicht am 1. Dezember 1926.

Die Wirkungen des Fadingeffektes und das Auftreten toter Empfangszonen soll erfindungsgemäß dadurch beseitigt werden, daß die Polarisation der senderseitig ausgestrahlten Wellen ständig geändert wird. Bei der in Fig. 4 wiedergegebenen Anordnung werden zwei Antennenpaare 1, 1 und 2, 2 mit 90 Grad Phasenverschiebung erregt, so daß zirkular oder elliptisch polarisierte Wellen ausgestrahlt werden.

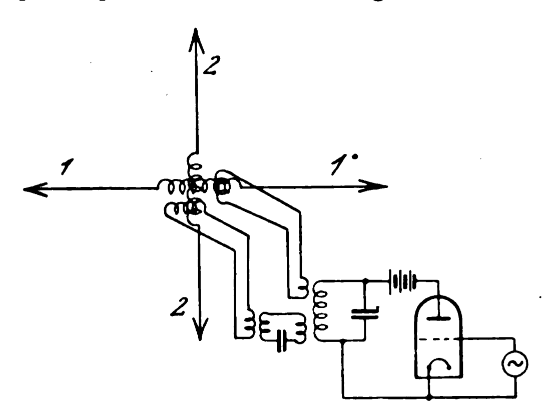


Fig. 4.

Bei der in Fig. 5 wiedergegebenen Anordnung werden zwei Antennensysteme 1, 2 und 1', 2', wie sie in Fig. 4 dargestellt sind, verwendet, von denen das eine links-zirkular, das andere rechts-zirkular polarisiert erregt wird. In den

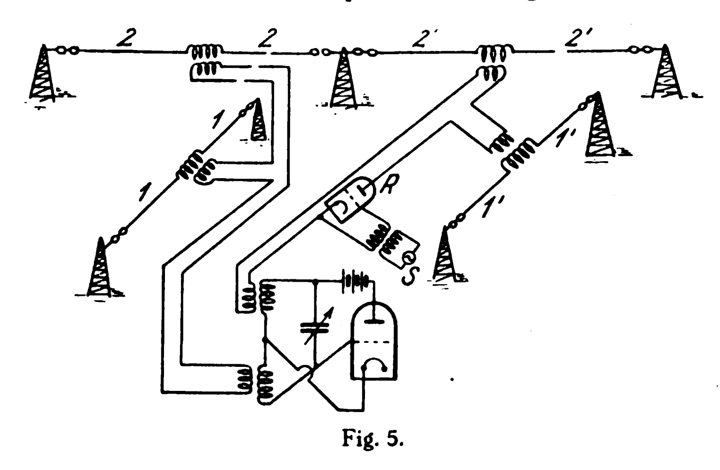


Fig. 5.

einem Antennensystem 1' 2' wird die Erregung durch eine Röhre *R*, die durch einen kleinen Hilfssender *S* gesteuert wird, periodisch unterbrochen. Das resultierende Feld des ganzen Systems ist dann linear polarisiert, jedoch ändert sich dauernd die Richtung der Polarisationsebene.

Unterdrückung unerwünschter Schwingungen.

Brit. Pat. 260 321 (Wright, 29. Juni 1925), veröffentlicht am 22. Dezember 1926.

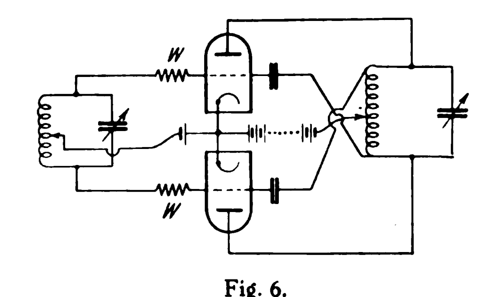


Fig. 6.

Zur Beseitigung unerwünschter Schwingungen (Selbsterregung bei Empfänger bzw. Senderschaltungen werden erfindungsgemäß im Gitter- oder im Anodenkreis Widerstände angeordnet. Eine Doppelröhrenschaltung mit Widerständen *W* in den Gitterkreisen ist in Fig. 6 wiedergegeben.

Raumstrahl-Antennensystem.

Brit. Pat. 259 294 (Franklin, 6. Juli 1925), veröffentlicht am 1. Dezember 1926.

Ein durch einen Sender *S* erregtes Antennensystem *A A A* mit Spiegeldrähten *R R R* ist horizontal zur Erdoberfläche angeordnet (vgl. auch Brit. Pat. 242 342). Über dieses Antennensystem ist ein weiteres Spiegelsystem *B B B B*

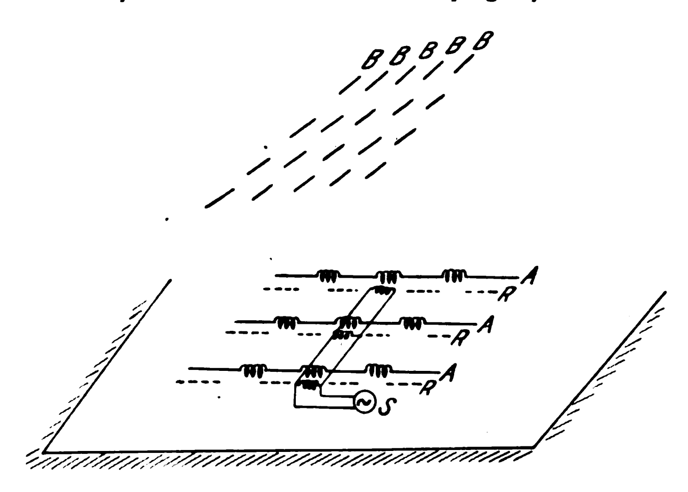


Fig. 7.

geneigt angeordnet, das dazu dient, die vom System *A R* vertikal ausgestrahlten Wellen in eine horizontale Richtung zu lenken, und zwar parallel oder senkrecht zur Richtung der Drähte *R*, je nach der Anordnung des Spiegelsystems *A R*. In dem einen Falle sind die Wellen dabei vertikal, im zweiten Falle horizontal polarisiert.

Verbesserung der Antennenstrahlung.

Brit. Pat. 259 577 (Prof. Esau, Jena, 7. Oktober 1925), veröffentlicht am 8. Dezember 1926.

Um die Strahlung der Antennen, insbesondere für kurze Wellen, zu verbessern, soll erfindungsgemäß die Erdoberfläche in einer Ausdehnung von 3—4 Wellenlängen in ihrer Leitfähigkeit durch Metalldrähte oder -Netze erhöht werden.

Erregung von Kurzwellenantennen.

Brit. Pat. 259 579 (Prof. Esau, Jena, 7. Oktober 1925), veröffentlicht am 8. Dezember 1926.

Erfindungsgemäß soll die Antenne isoliert vom Boden in einem Spannungsknotenpunkt mit dem Sender verbunden werden. Die Antenne schwingt dann nur, wenn ihre Länge gleich einer Viertelwellenlänge oder ein Vielfaches davon ist. Durch Änderung der Antennenlänge kann die Zeichengebung erfolgen.

Steuerung der Schwingungsleistung.

D. R. P. 438 735, Klasse 21 a[4], Gruppe 14 (Lorenz, Schmidt), pat. vom 14. März 1922, ausgegeben am 22. Dezember 1926.

Die Beeinflussung der Schwingungsleistung zur Zeichengebung oder Modulation kann bekanntlich durch Änderung der Gleichstrommagnetisierung von Eisendrosseln bewirkt werden. Erfindungsgemäß wird eine Drossel zu diesem



Zweck benutzt, bei der die Kerne der Hochfrequenzspule und der Gleichstromspule getrennt und der beeinflußte Hochfrequenztransformator oder die beeinflußte Hochfrequenzspule zwischen die Pole des die Magnetisierungsspule tragenden Kerns angeordnet sind. Beide Kerne können dann für den jeweiligen Zweck besonders günstig bemessen und verschiedenes Kernmaterial benutzt werden. Bei der in Fig. 8 dargestellten Anordnung trägt der Kern m die Gleichstromspule. Zwischen den Polen ist die Hochfrequenzspule h angeordnet. Bei der in Fig. 9 wiedergegebenen Anordnung trägt der Gleichstromkern noch Kurzschlußspulen K.

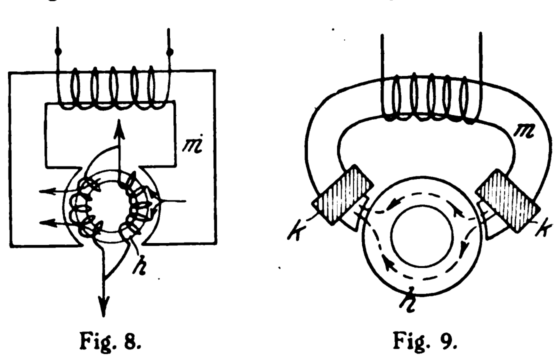


Fig. 8. Fig. 9.

Einseitenbandmodulation.

Brit. Pat. 260 067 (Western Electric Co., 13. August 1925), veröffentlicht am 15. Dezember 1926, identisch mit Franz. Pat. 610 948 (Le Materiel Telephonique), veröffentlicht am 16. Oktober 1926.

Einem durch den Hochfrequenzsender S (Fig. 10) gesteuerten Doppelröhrensystem M_1, M_2 wird die Hochfrequenz nach Verstärkung durch die Röhre A_1 und A_2 unmittelbar zugeführt, während die Modulationsströme von der Aufnahmeeinrichtung M über zwei Filter F_1 und F_2 geleitet werden.

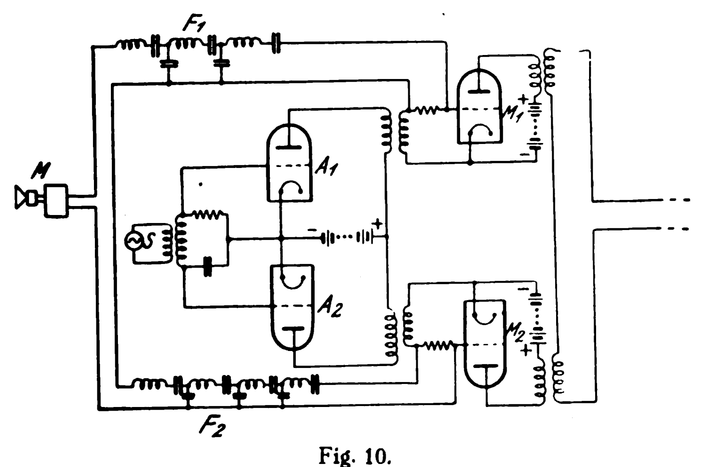


Fig. 10.

die verschiedene Anzahl Glieder besitzen, so daß eine verschiedene Phasenverzögerung in beiden Wegen für die Modulationsströme eintritt. Diese wird so gewählt, daß an den Modulationsröhren M_1 und M_2 eine Phasendifferenz von 90 Grad für die Modulationsströme vorhanden ist. Das Ergebnis ist, daß ein Seitenband unterdrückt wird (vgl. auch Brit. Pat. 102 503, 142 115, 142 571, 250 539).

Tasten von Röhrensendern.

D.R.P. 438 284, Klasse 21 a[4], Gruppe 16 (Lorenz), pat. vom 26. September 1925, ausgegeben am 15. Dezember 1926.

Röhrensender, die eine äußere Rückkopplung nicht besitzen, sondern bei denen die Schwingungserzeugung im wesentlichen durch den Gitterkreis bestimmt wird, können in einfacher Weise dadurch getastet werden, daß der Gitterkreis etwas verstimmt wird. Dadurch werden stoßartige Schwankungen der Anodenspannung vermieden, die bei Unterbrechung des Gitterkreises unvermeidlich sind und eine Inkonstanz der Frequenz zur Folge haben. Bei der in Fig. 11

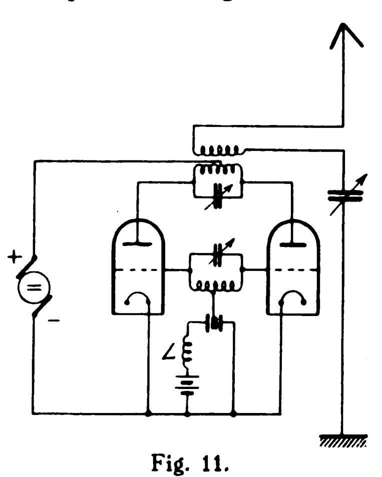
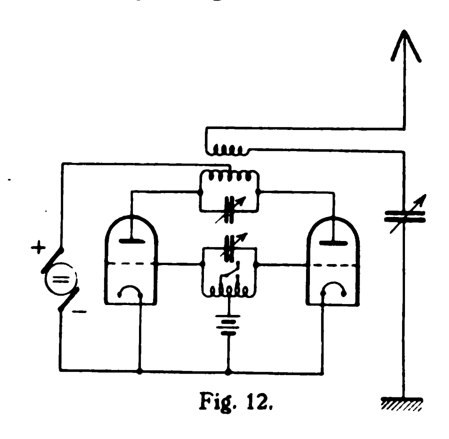


Fig. 11.

wiedergegebenen Anordnung wird in den Tastpausen durch Einschalten der Selbstinduktion L der Gitterkreis verstimmt und die Schwingungserzeugung unterbrochen. Durch gleichzeitige Änderung der Gittervorspannung wird erreicht, daß die Anodenstromquelle gleich belastet bleibt.


Fig. 12.

Bei der in Fig. 12 dargestellten Schaltung wird die Verstimmung durch Kurzschluß eines Teiles der Gitterspule bewirkt.

Konstanthaltung der Empfangslautstärke.

Brit. Pat. 259 664 (Western Electric Co., 14. Juli 1925), veröffentlicht am 8. Dezember 1926.

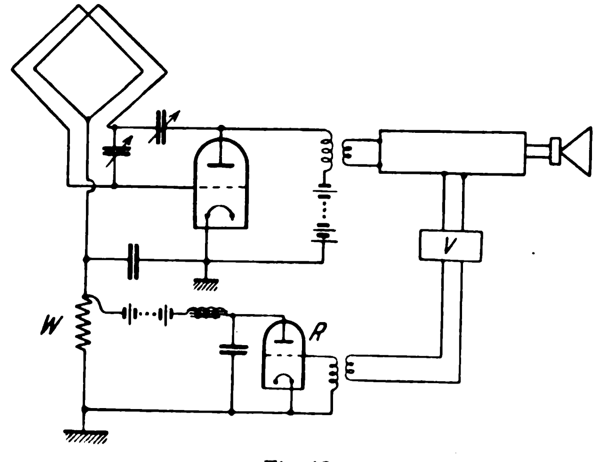


Fig. 13.

Bei der in Fig. 13 wiedergegebenen Anordnung wird eine konstante Empfangslautstärke dadurch erzielt, daß ein Teil der Zwischenfrequenz oder der Niederfrequenz nach Verstärkung im Verstärker V durch die Röhre R gleichgerichtet wird. Der Anodenstrom dieser Röhre durchfließt einen Widerstand W, dessen Spannungsabfall proportional der Lautstärke ist und die Gittervorspannung der ersten Röhre beeinflußt, so daß bei Zunahme der Lautstärke die Verstärkerwirkung der ersten Röhre herabgesetzt wird.

Richtungstelegraphie ohne Draht.

Amer. Pat. 1 587 657 (Kolster, 5. Dezember 1921), veröffentlicht am 8. Juni 1926.

Bei den in Fig. 14 bis 16 wiedergegebenen Anordnungen zum Richtsenden oder zum Richtempfang wird ein Antennensystem benutzt, das aus einer gerichteten und einer ungerichteten Antenne besteht, und zwar sind beide Antennen vereinigt, d. h. die gerichtete Antenne bildet einen Teil der ungerichteten Antenne. Zur Kopplung dieses Antennensystems ist in allen Fällen ein besonderer Hilfszweig vorgesehen, der bei der Fig. 14 aus der Selbstinduktion L und der Kapazität C besteht, während die übrigen Abbildungen naheliegende Variationen zeigen. Mit diesen Anordnungen soll es möglich sein, eine völlig exakte Kardioiden-Charakteristik zu erzielen.

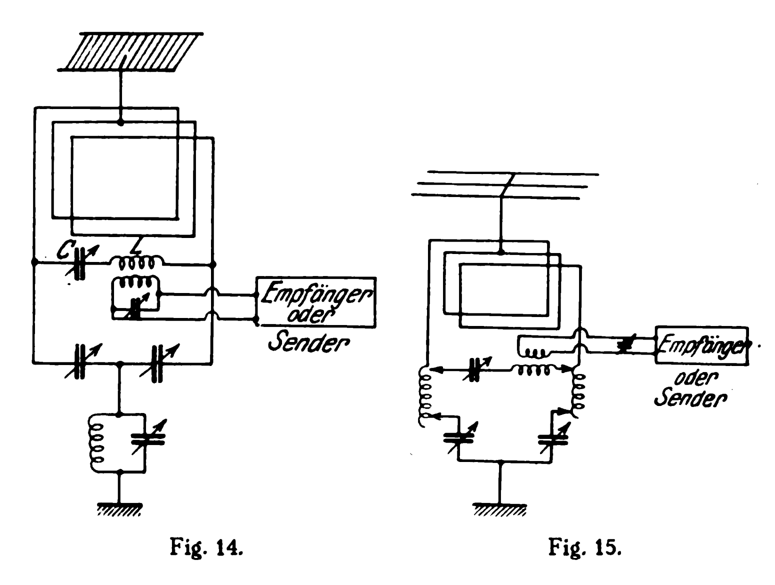


Fig. 14. Fig. 15.

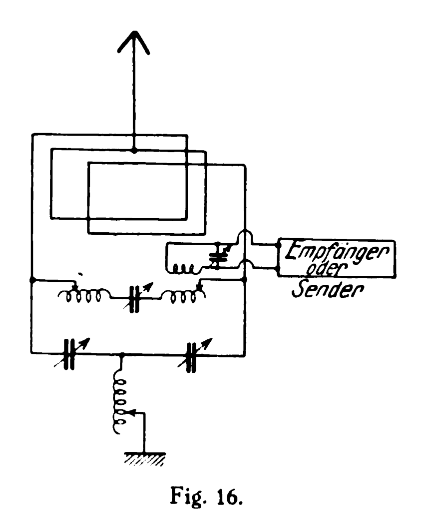


Fig. 16.

Sende-Empfangs-Schaltungen.

Amer. Pat. 1 589 344 (Akers, 2. Dezember 1920), pat. 22. Juni 1926. Amer. Pat. 1 597 379 (Kolster, 29. Mai 1919), pat. 24. August 1926.

Um gleichzeitig Senden und Empfangen zu können, wird erfindungsgemäß die Sende- und Empfangsantenne so vereinigt, daß die Empfangsantenne vom Sendestrom in zwei Hälften so durchflossen wird, daß auf den Empfänger keine Wirkung eintritt. Eine einfache Anordnung dieser Art zeigt die Fig. 17 (Amer. Pat. 1 589 344). Die Richtung der Sendeströme in dem als Empfangsantenne dienenden Rahmen (siehe Pfeile) ist derart, daß sich die Induktionen in der Empfangskopplung aufheben. Eine besondere Art der Ankopplung zeigt die Fig. 18 (Amer. Pat. 1 597 379). Eine Anordnung mit Doppelrahmen zeigt die Fig. 19.

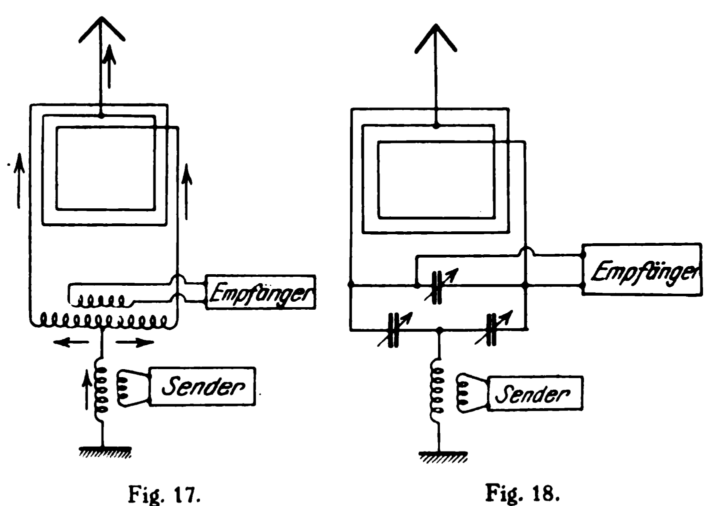


Fig. 17. Fig. 18.

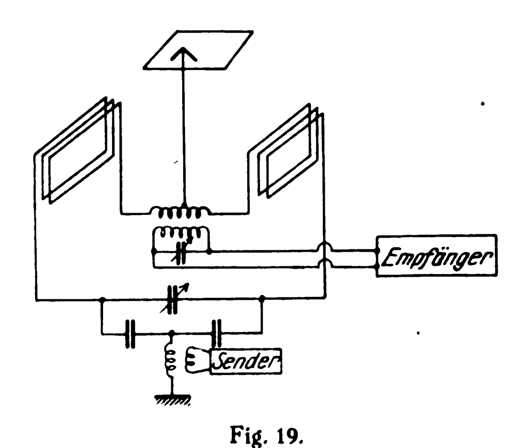


Fig. 19.

Stromversorgung von Sendeantennen großer Ausdehnung.

D.R.P. 429 048, Klasse 21 a[4], Gruppe 64 (Telefunken), pat. vom 28. Mai 1921, ausgegeben am 20. Dezember 1926.

Um die Wirkung von Sendeantennen großer Fläche oder großer Länge zu verbessern, wird erfindungsgemäß durch Ausgleichmittel eine gleichmäßige Ausnutzung der Flächenelemente herbeigeführt, die vom Speisepunkt verschieden weit entfernt sind. Bei der in Fig. 20 dargestellten Anordnung werden z. B. die drei Flächenelemente a, b, c, die auch elektrisch miteinander verbunden sein können, durch drei Leitungen 1, 2, 3 mit dem Sendertransformator T verbunden. In diese Speiseleitungen sind Zusatzspulen L eingeschaltet, die so bemessen sind, daß die Selbstinduktions-

werte der drei Speiseleitungen gleich werden. Bei der in Fig. 21 wiedergegebenen Anordnung sind die Speiseleitungen von verschiedenen Punkten des Speisetransformators abge-

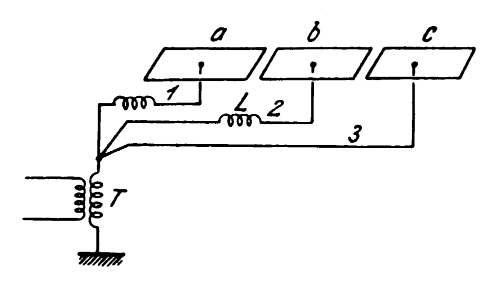


Fig. 20.

zweigt. Es können auch getrennte geeignet bemessene Sekundärwicklungen für jede Speiseleitung verwendet wer-

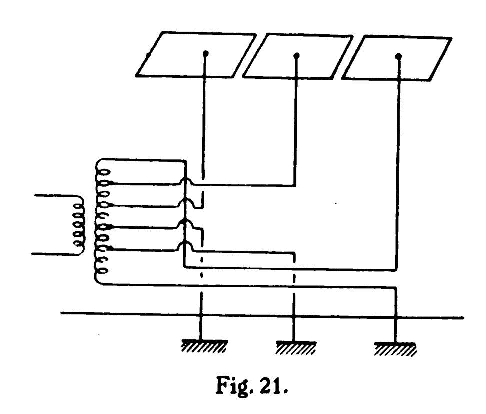


Fig. 21.

den. Die zu große Selbstinduktion einer längeren Speiseleitung kann auch durch Verkürzungskondensatoren verringert werden.

Röhre zur Erzeugung sekundärer Elektronen.

R.R.P. 437 793, Klasse 21 g, Gruppe 13 (Philips, Holland), pat. vom 25. März 1924, Unionspriorität vom 11. April 1923, ausgegeben am 27. November 1926.

Bei bestimmten Schaltungen (z. B. Dynatron-Schaltung) wird durch sekundäre Elektronenemission an der Anode oder einer Hilfselektrode eine fallende Charakteristik hergestellt, so daß Schwingungen ohne Rückkopplung erzeugt werden können. Eine derartige Anordnung ist z. B. in der Fig. 22 wiedergegeben. Erfindungsgemäß soll nun diejenige

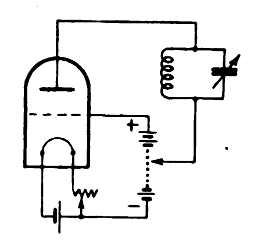


Fig. 22.

Elektrode, die für die sekundäre Elektronenstrahlung bestimmt ist, einen Stoff enthalten, dessen Richardsonsche Konstante kleiner ist als 3 Volt. Während diese Konstante z. B. für Wolfram 4,52 Volt, für Molybdän 4,3 Volt beträgt, besitzen die Oxyde der Erdalkalien eine Konstante, die kleiner als 3 Volt ist.

Man kann z. B. Bariumazid auf der Oberfläche der Elektrode aufstreichen, das beim Erhitzen während der Entgasung in Bariumoxyd umgewandelt wird. Der wirksame Stoff kann auch durch Verdampfen, Zerstäuben oder Destillation aufgebracht werden.

Röhrenspeisung mit mehrphasigem Wechselstrom.

D.R.P. 438 013, Klasse 21 g, Gruppe 13 (Westinghouse El. Man. Co.), pat. vom 20. Juli 1922, ausgegeben am 4. Dezember 1926.

Die Erfindung betrifft eine Röhre, die mit Mehrphasenstrom gespeist, einen gleichbleibenden Elektronenstrom besitzt. Erreicht wird diese Wirkung dadurch, daß die Anoden symmetrisch um den Heizfaden gruppiert sind, wie dies die

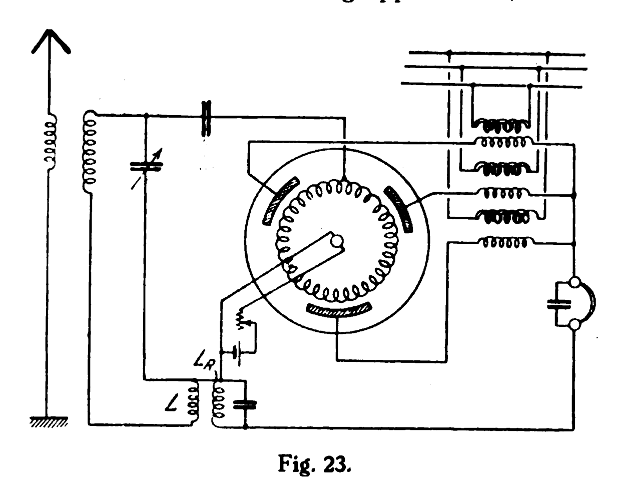


Fig. 23.

Fig. 23 zeigt. Die verschiedenen Felder der Anoden addieren sich in diesem Falle vektormäßig derart, daß ein reines gleichförmig rotierendes Feld konstanter Amplitude um die Kathode entsteht. Bei der dargestellten Ausführungsform ist im gemeinsamen Anodenkreis der drei Phasen eine Rückkopplungsspule L_R eingeschaltet, die mit einer Spule L im Gitterkreis gekoppelt ist.

Wellenfilter.

Amerik. Pat. 1 600 290 (Martin, 6. Oktober 1921), pat. 21. September 1926.

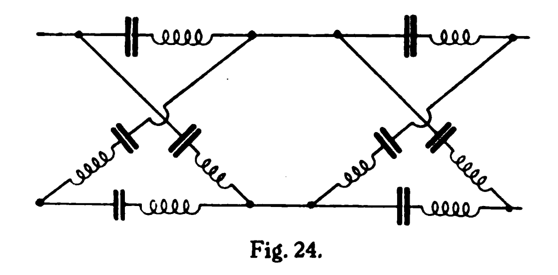


Fig. 24.

Erfindungsgemäß sollen die einzelnen Glieder eines Wellenfilters (Kettenleiter) aus Wechselstromwiderständen

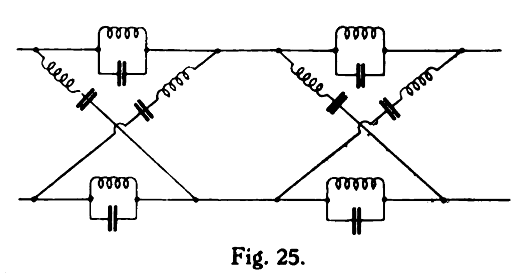


Fig. 25.

bestehen, die brückenartig angeordnet sind. In den Fig. 24 bis 25 sind einige Ausführungsformen wiedergegeben. Durch



theoretische Ableitung wird dargelegt, daß schon eine begrenzte Anzahl Glieder praktisch die Eigenschaften eines Kettenleiters mit unendlich großer Anzahl Glieder besitzt.

Bildübertragung.

D.R.P. 438 565, Klasse 21 a[1], Gruppe 32 (Prof. Korn), pat. vom 13. November 1921, ausgegeben am 22. Dezember 1926.

Bei der Bildübertragung mit verschiedenen langen aber gleich starken Sendestromstößen soll erfindungsgemäß auf der Empfangsstelle ein Galvanometer derart beeinflußt werden, daß durch die verschieden langen Stromstöße Ausschläge hervorgerufen werden, die verschieden groß sind und den Schlitz des Aufnahmeobjektives durch den Schatten des Galvanometerfadens mehr oder weniger für die Belichtung freigeben. Um dies zu erreichen, wird eine geeignete Kapazität parallel zum Galvanometer geschaltet und so eingestellt, daß eine Abschattung auf die Hälfte stattfindet, wenn der Geberstift über ein Standardraster läuft.

Die neuesten deutschen Hochfrequenz-Patente.

Nr.	Klasse und Gruppe	Ausgabetag	Inhalt
*429 048	21a^4/64	20. 12. 26	Sendeantenne großer Fläche
437 454	21f /40	25. 11. 26	Maschine zur Herstellung von Röhren
437 543	21a^4 29	30. 11. 26	Röhren-Empfangsschaltung
437 606	21c /21	25. 11. 26	Anschlußklemme
437 744	21g /13	26. 11. 26	Glühkathodenröhre
*437 793	21g /13	27. 11. 26	Röhre zur Erzeugung sekundärer Elektronen
437 794	21g /13	30. 11. 26	Maschine zur Herstellung von Röhren
438 011	21a^4/38	9. 12. 26	Kristalldetektor
*438 013	21g /13	4. 12. 26	Röhre für mehrphasige Wechselstromspeisung
438 079	21a^2 12	4. 12. 26	Telephon, Lautsprecher
438 080	21a^2/21	13. 12. 26	Kopfhörer
438 232	21a^2/5	9. 12. 26	Mikrophon (Reisz)
*438 284	21a^1 16	15. 12. 26	Tasten von Röhrensendern
438 333	21a^2 2	11. 12. 26	Lautsprecher
438 335	21a^4 14	16. 12. 26	Steuerung v. Frequenztransformatoren
438 336	21a^4 14	11. 12. 26	Tasten von Frequenztransformatoren
438 385	21a^2 7	18. 12. 26	Glühkathoden-Mikrophon
438 422	21a^2 1	14. 12. 26	Lautsprecher
438 423	21a^4 59	20. 12. 26	Anschluß an Netzantennen
438 476	21c 72	16. 12. 26	Luftleer-Blitzschutzsicherung
438 515	21a^2 41	18. 12. 26	Fernsteuerung von Empfangsapparaten
*438 565	21a^1 32	22. 12. 26	Bildübertragung
*438 735	21a^4 14	22. 12. 26	Steuerung der Leistung durch Drosseln

Anmerkung. Die mit * bezeichneten Patente sind in diesem Heft ausführlicher referiert.

Mitteilungen an die Schriftleitung.

Sonnenfinsternis vom 14. Januar 1926.

Die „Nederlandsche Telegraaf Maatschappij Radio-Holland" teilt als Ergänzung zu dem Bericht der Abteilung für drahtlose Telegraphie des Post-, Telegraphen- und Telephondienstes von Niederländisch-Ostindien über den Einfluß der Sonnenfinsternis vom 14. Januar 1926 auf die Fortpflanzung der drahtlosen Wellen [1]) aus dem Journal ihrer Station Tandjong Redeb folgenden Auszug mit:

Beobachtungsstation:

PKL Tandjong Redeb, geogr. Lage 117½° östl. Länge, 2¼° nördl. Breite; liegt nahe der Ostküste auf der Insel Borneo.

Beobachtete Stationen:

PKX Malabar (15 600 m Poulsensender).
ANA Malabar (7 700 m Maschinensender).
PKF Balik Papan.
PKG Tarakan.

Die Zeichenstärke wird geschätzt von 1 bis 10.

Zeitangaben in mittlerer Java-Zeit = M. G. Z. + $7^h\ 20^m$.

2^{30} n. m. PKX und ANA werden empfangen mit Zeichenstärke 9, melden Beginn der Sonnenfinsternis.

2^{55} „ PKX und ANA werden stärker.

3^{25} „ PKG, sehr stark, meldet „hier dunkel".

3^{30} „ Betriebs- und Verstimmungswellen von PKX sind schwer zu unterscheiden; PKX sehr stark; ANA, PKF und PKG kommen alle sehr stark durch.

3^{40} „ Sonne kommt hinter den Wolken zum Vorschein und ist noch ungefähr ¾ vom Monde bedeckt. ANA, PKF und PKG, welche hier nachmittags regelmäßig viel schwächer durchkommen als morgens, waren jetzt viel stärker als heute morgen, Zeichen von PKX zeigen wenig Unterschied. Luftstörungen den ganzen Nachmittag sehr wenig.

7^{20} „ Wechsel-Zeichen mit PKF sind jetzt wieder wie normal; Finsternis abgelaufen.

Wir können hierzu noch mitteilen, daß wir allen unseren Schiffsstationen, welche in der Zeit Niederländisch-Indien befuhren, ebenso wie an Tandjong Redeb, Auftrag gegeben hatten, während der Finsternis soviel wie möglich festzustellen, ob Veränderungen in der Stärke der Zeichen wahrnehmbar waren. Mit Ausnahme von Tandjong Redeb haben wir jedoch von allen Stationen nur negative Meldungen empfangen.

(Eingegangen am 22. 1. 1927.)

[1]) Dieses Jahrbuch 28, S. 189, 1926, Heft 6.

Drehkondensator mit linearer Frequenzabhängigkeit.

Von F. Kopatschek.

In der Besprechung des Herrn Prof. Dr. Zenneck in diesem Jahrbuch 27, S. 98, 1926, Heft 3, wie auch im Aufsatz von Kunze und Loewe, 27, S. 119, 1926, Heft 4, wird von den Drehkondensatoren mit linearer Frequenzabhängigkeit mit Unrecht behauptet, daß sie nur für ein

bestimmtes L gelten. Im Aufsatz von K. und L. muß die Formel S. 121 für r richtig heißen:

$$r = \sqrt{(R^2 - \varrho^2)\left(\frac{T - S}{T - S\frac{\vartheta}{\pi}}\right)^3 + \varrho^2}$$

also frei von D sein. Die im Referate über H. C. Forbes von Zenneck angegebene Formel ist richtig, aber nicht der daraus gezogene Schluß. Das K bedeutet eine willkürliche Konstante, welche innerhalb eines durch konstruktive Rücksichten bestimmten Bereiches liegt und welche zweckmäßig

$$\frac{D}{\pi}\left(\frac{1}{\sqrt{C_0}} - \frac{1}{\sqrt{C_\pi}}\right)$$

geschrieben wird. Setzt man diese Größe ein, so ergibt sich für die Randkurve die Unabhängigkeit von L, für die Gerade aber, welche den Zusammenhang von n und ϑ vermittelt eine Abhängigkeit von L.

Das heißt bei verschiedenen L wird die geradlinige Frequenzabhängigkeit keineswegs aufgehoben, derselbe Bereich von n wird nur mit einem größeren oder kleineren Bogen ϑ bestrichen.

Wegen des Vorkommens von C_0 in der Formel muß von der Zuschaltung eines festen Kondensators zum Drehkondensator, soll letzterer nicht seine Eigenschaft verlieren, abgesehen werden.

(Eingegangen am 24. 11. 1926.)

Bemerkungen zu dem Aufsatz des Herrn Kiebitz: „Ein neuer Grundsatz zur Erzeugung von Schwingungen mit Elektronenröhren."

Von F. Eisner und E. Friedländer.

In der Elektr. Nachr. Techn. (**3**, S. 284, 1926, Heft 8) und in der Zeitschrift für Hochfrequenztechnik (**27**, S. 163, 1926, Heft 6) gibt F. Kiebitz einen neuen Grundsatz für die Erzeugung von Schwingungen mit Elektronenröhren an. Die konsequente Anwendung dieses Grundsatzes scheint jedoch physikalisch nicht möglich. Die von Kiebitz angegebenen Schaltungen entsprechen seinem Grundsatze nicht, und von einer auf Grund seiner Auffassung als besonders vorteilhaft vorgeschlagenen Anordnung läßt sich nachweisen, daß sie nicht auf Schwingungen führen kann.

Die von Herrn Kiebitz erläuterten Schaltungen sind mit der bekannten 3-Punkt-Schaltung identisch. Seine Auffassung sei an Fig. 1 und 2 wiedergegeben. Betrachtet man die Abhängigkeit des Anodenstromes von der Spannung

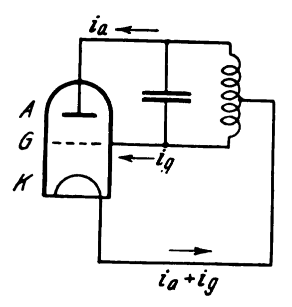


Fig. 1.

zwischen Anode und Gitter $i_a = f(e_a - e_g)$, so stellt das Kennlinienfeld der Röhre eine Schar fallender Charakteristiken dar, die ähnlich wie beim Lichtbogen zur Schwingungserzeugung durch Einführung eines negativen Widerstandes dienen soll. Dabei ist jedoch zu beachten, daß die Strecke A—G zwar von i_a durchflossen wird, daß i_a aber außer dieser Strecke und dem Schwingungskreis auch den auf jeden Fall positiven Widerstand zwischen Heizfaden und

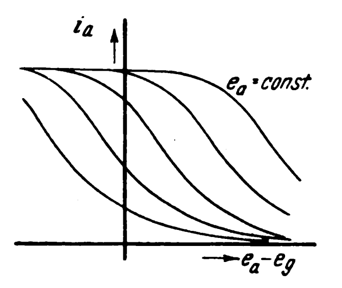


Fig. 2.

Gitter überschreiten muß. Der neue Grundsatz wäre anwendbar, wenn i_a unmittelbar vom Gitter abflösse, das ist aber physikalisch unmöglich. Man muß sich für den Gesamtstromkreis ein Ersatzschema etwa nach Fig. 3 vorstellen, in dem wohl zwischen Anode und Gitter ein negativer

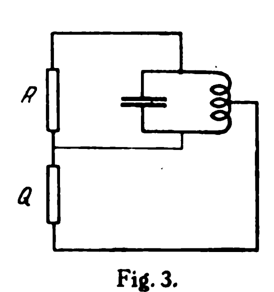


Fig. 3.

Widerstand R angenommen werden darf, in dem jedoch der Widerstand Q zwischen Gitter und Kathode positiv ist, solange von den durch Sekundärelektronen bedingten Verhältnissen ausdrücklich abgesehen wird. Der Widerstand zwischen Anode und Heizfaden ist ebenfalls stets positiv. Dabei dürfen R und Q natürlich nicht als Konstante angesehen werden. Für das Zustandekommen der Schwingungen ist der durch Q geschlossene Stromkreis aber unentbehrlich. Es wäre unmöglich, Schwingungen zu erzeugen, wenn man etwa in diesem Kreis Wechselvorgänge mit irgendwelchen Mitteln unterdrücken wollte. In diesem Sinne muß wohl die Bemerkung, die Verbindung zwischen Gitter und Kathode werde so geführt, daß „die Kathode von Wechselspannung frei bleibt", aufgefaßt werden; das würde also heißen, es müßte i_e = konstant sein. Dann wird aber $e_g + De_a$ = konstant und man bekommt zwischen Gitter und Anode keine fallende Charakteristik mehr. Dann setzen wir i_e = konstant, so wird $di_g = -di_a$, d. h. aber, mit wachsender Gitterspannung (Gitterstrom) also fallendem $(e_a - e_g)$ sinkt auch der Anodenstrom, das heißt, wir bekommen dann noch einen positiven Widerstand. Eher ist es zulässig, den Gitterstrom gänzlich zu vernachlässigen, dann bleibt aber auch kein reiner negativer Widerstand am Schwingungskreis, wenn man nicht den Steuereinfluß des Gitters nach dem Vorgehen von Barkhausen[1]) mit in Rechnung stellt. Das bedeutet aber nichts anderes als die Rückkehr zum Rückkopplungsprinzip.

Ferner gibt Kiebitz an, daß es zur Erzeugung von Schwingungen nach dem neuen Grundsatz vorteilhaft sein müßte, Röhren mit zwei gleichen kalten Elektroden zu verwenden. Mit einer solchen Röhre hergestellte Schaltungen

---

[1]) Barkhausen, Elektronenröhren II, S. 160, Fußnote.

nach Fig. 1 mit Anzapfung der Spulenmitte können aber nicht schwingen. Die bekannte Rückkopplungsbedingung [2]) besagt, daß der Rückkopplungsfaktor $\mathfrak{K}$, d. i. das Verhältnis von Gitterwechselspannung zu Anodenwechselspannung so mit Durchgriff D, mittlerer Steilheit S und äußerem Widerstand $\mathfrak{R}_a$ zusammenhängt, daß

$$\mathfrak{K} = D + \frac{1}{S\,\mathfrak{R}_a}$$

sein muß, wenn Schwingungen zustandekommen sollen. Bei Kiebitz ist nun mit sehr großer Annäherung $\mathfrak{K} = 1$, denn das Windungsverhältnis von Gitter- zu Anodenwicklung ist 1; wird nun $D \geqq 1$ durch Verwendung einer Röhre mit gleichen kalten Elektroden [3]), so kann, da $\frac{1}{S\,\mathfrak{R}_a} > 0$ ($\mathfrak{R}_a$ wird dann reell), die Rückkopplungsbedingung nicht mehr erfüllt werden, es können sich also keine Schwingungen erregen.

Eine solche Röhre [4]) konnte übrigens aus einer Gleichrichtertype der Osram-Gesellschaft durch vollständiges Evakuieren hergestellt werden und mit dieser konnte auch experimentell eine wenn auch nicht zwingende Bestätigung der vorstehenden Überlegung gebracht werden.

Der Widerspruch zwischen der Kiebitzschen Auffassung und der bekannten Vorstellung von der Schwingungserzeugung mittels einer fallenden Charakteristik läßt sich dahin zusammenfassen, daß man mit einem negativen Widerstand nur dann rechnen darf, wenn die Spannung e zwischen zwei Punkten und der bei diesen selben Punkten zu- bzw. abfließende Strom i so zusammenhängen, daß die Beziehung $\frac{de}{di} < 0$ erfüllt ist.

(Eingegangen am 9. 11. 1926.)

[2]) Barkhausen, l. c. S. 116.

[3]) In mehr oder minder geringem Maße ist der Durchgriff, d. h. der Steuereinfluß einer Elektrode bezogen auf den einer anderen, stets auch von der Potentialverteilung abhängig. Er wird bei vollständiger Symmetrie und gleichem Potential der kalten Elektroden gleich 1 (vgl. Barkhausen, Elektronenröhren, Bd. I, S. 41). Bei ungleichem Potential wird der Steuereinfluß der Elektrode höheren Potentials größer als der der anderen. Für $e_a = e_g$ war $D = 1$, folglich für $e_a > e_g$ ist $D > 1$. Die Voraussetzungen der Kiebitzschen Arbeit sind nun aber auf das Gebiet beschränkt, in dem $e_a > e_g$ ist. Daher kann auch unter Berücksichtigung der Veränderlichkeit des Durchgriffs die Rückkopplungsbedingung nicht erfüllt sein, wenn ihr schon für $D = 1$ nicht genügt wird.

Damit hoffen wir auch den von Herrn Kiebitz in seiner Erwiderung auf unsern entsprechenden Brief an die Schriftleitung der ENT. (3, S. 497, 1926, Heft 12) erhobenen Einwand geklärt zu haben.

[4]) Für die Herstellung der Röhre sind wir Herrn Dr. Simon (Osram) zu besonderem Dank verpflichtet.

Erwiderung auf vorstehende Bemerkungen.

Von F. Kiebitz.

Die ungünstige Kritik, welche die Herren Eisner und Friedländer im ersten und letzten Absatz ihrer Bemerkungen üben, wird durch die übrigen Ausführungen nicht gehörig gestützt; zum Teil entstammen diese Ausführungen und Figuren meiner Arbeit. Zu den eigenen Ausführungen der Herren bemerke ich folgendes:

Der Kondensator liegt in meinen Anordnungen weder im Gitterkreis noch im Anodenkreis; und doch bestimmt er die Frequenz der erregten Schwingung. Es ist nicht ersichtlich, wie durch Kopplung dieser beiden Strombahnen die tatsächlich erregte Frequenz erklärt werden soll; auch den obigen Bemerkungen ist eine solche Erklärung nicht zu entnehmen; und doch wäre sie Voraussetzung für die Berechtigung der geübten Kritik; denn bei der Anwendung des Prinzips der negativen Ableitung liegt die Erklärung der tatsächlich auftretenden Frequenz auf der Hand. Darum erschien es mir auch nützlich, diesen Grundsatz auszusprechen, zumal er zu Anordnungen führt, die von den lästigen Zieherscheinungen frei sind.

Die leitende Verbindung zwischen Gitter und Kathode ist bei meinen Anordnungen erforderlich, damit die Röhrencharakteristik definiert ist; eine andere Funktion hat sie nicht. Will man sie gleichwohl zum Anlaß nehmen, meine Anordnungen als Dreipunktschaltungen zu bezeichnen, so ergibt sich der logische Schluß: Das Prinzip der negativen Ableitung gewährt bei der Beschreibung dieser Dreipunktschaltungen gegenüber dem Rückkopplungsprinzip zum mindesten den Vorteil unmittelbarer Anschaulichkeit und Einfachheit, während die Durchführung des Rückkopplungsprinzips in diesem Falle weder anschaulich noch einfach sein dürfte.

Die Behauptung, ich hätte eine Anordnung als besonders vorteilhaft vorgeschlagen, trifft nicht zu. Diese Behauptung bezieht sich scheinbar auf den Satz: „Vermutlich würde es Vorteile bieten, wenn man statt der üblichen Röhren mit Gitter und Anoden solche mit zwei gleich ausgeführten kalten Elektroden haben könnte." Der mißlungene Versuch, den die Herren in dieser Richtung angestellt haben, würde nur dann etwas besagen, wenn nachweislich mein Grundsatz benutzt worden wäre, wenn also die Röhre beim Gebrauch zwischen den kalten Elektroden eine fallende Charakteristik aufgewiesen hätte; dieser Nachweis fehlt; und doch wäre er Voraussetzung für die Berechtigung der geübten Kritik. Eine Fortsetzung der Versuche wäre zu begrüßen; vorläufig entbehrt auch in diesem Punkte die geübte Kritik der Überzeugungskraft.

(Eingegangen am 1. 12. 1926.)

Band 29 März 1927 Heft 3

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie
Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

INHALT

Manuskripte für das Jahrbuch, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an die Schriftleitung Dr. E. Mauz, Greifswald, Physikalisches Institut, zu senden. — Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen. — Abonnements und Inserate sind zu richten an die Verlagsbuchhandlung M. Krayn, Berlin W 10, Genthiner Straße 39, Postscheck-Konto Berlin 32647.

Ein Beitrag zur Berechnung von Erdverlusten bei Antennenanlagen.

Von Rudolf Mayer.

(Mitteilung aus dem Großstationsbüro der Telefunkengesellschaft.)

Die Erdung von Großstationen nimmt in der Regel einen großen Teil der erzeugten hochfrequenten Leistung auf. Daher ist für den Entwurf einer Großstationsanlage die Vorausberechnung der Verluste im Erdboden von Bedeutung.

Sie setzen sich zusammen aus Verlusten im metallfreien Erdreich (freie Wechselströmung) und aus solchen, die durch die Zuleitung zu den Erdungsstellen hervorgerufen sind. Diese beiden Verlustarten sind im Folgenden näher behandelt. Für die Verluste in unmittelbarer Nähe der Erdungsstellen (Elektroden- oder Ausbreitungsverluste) gelten mit hinreichender Annäherung die entsprechenden Gleichstromformeln.[1])

1. Leitung von Wechselstrom durch Erde.

Den Rechnungen des ersten Teiles ist folgende Anordnung zu Grunde gelegt.

Eine Sendeantenne ohne Erdnetz und Gegengewicht sei nur mit einer Erdung von geringer räumlicher Ausdehnung in der Nähe der Stromquelle versehen. Der Verschiebungsstrom fällt im Antennenfeld entsprechend der Kapazitätsverteilung auf die Erde auf und wird als Leitungsstrom in freier Strömung zum Erdungspunkt rückgeleitet.

[1]) Vgl. Rüdenberg. Zeitschrift für angewandte Mathematik und Mechanik 5, S. 361, 1925.

Um das Problem zu einem linearen zu machen, wird der Weg, auf dem die senkrecht einfallenden Stromlinien sich in die Horizontale umbiegen, nicht berücksichtigt.[2])

Unter dieser Annahme kann bei bekannter Verteilung des Verschiebungsstromes für jeden Punkt eines Antennenfeldes der Strom angegeben werden, der in horizontaler Richtung pro Einheit der Breite zur Stromquelle geleitet wird.

Die Verteilung dieses Stromes längs der Tiefe und die entsprechenden Verluste zu ermitteln, ist Aufgabe der folgenden Rechnung.

a) Homogene Erde.

Die benutzten Bezeichnungen sind aus Fig. 1 ersichtlich.

Die Hinleitung des Stromes J (Maximalwert) erfolgt in einer Höhe h (Antennenhöhe) über der Erde. Für die Rückleitung steht die Breite b zur Verfügung. Um die oben geforderte Annahme zu ermöglichen, daß die Stromdichte längs der ganzen Breite parallel verläuft und konstant, also nur abhängig von der Tiefe x ist, hat man sich die Strömung

[2]) Diese Vernachlässigung rechtfertigt sich dadurch, daß die Dichte des auffallenden Verschiebungsstromes klein gegen die horizontale Stromdichte an der Oberfläche der Erde ist. Bei dem später gebrachten Zahlenbeispiel sind diese Zahlen etwa $7{,}5 \cdot 10^{-8}$ und $125 \cdot 10^{-8} \frac{\text{Amp}}{\text{cm}^2}$.



in der Strömungsrichtung und normal dazu fortgesetzt zu denken.

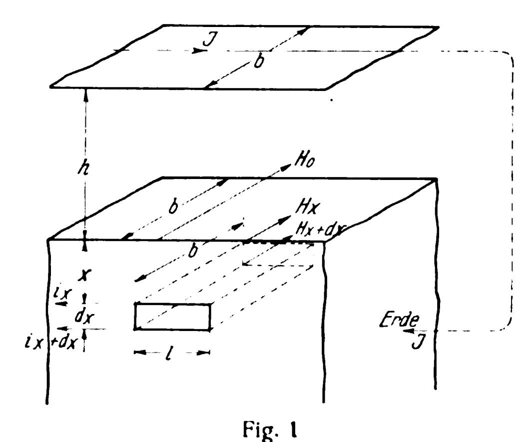


Fig. 1

Man erhält für die Feldstärke $\mathfrak{H}$ und die Stromdichte i an der Stelle x die beiden M a x w e l l schen Differentialgleichungen in der Form

$$\left.\begin{aligned} -\frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial x} &= i \\ -\mu_0 \frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial y} &= \rho \frac{\partial i}{\partial x} \end{aligned}\right. \tag{1}$$

wobei ρ den spezifischen Widerstand des Bodens in Ohm-cm, μ_0 die Permeabilität des Vakuums bedeuten.

Nach Elimination von i folgt für die Feldstärke

$$\frac{\partial^2 \mathfrak{H}}{\partial x^2} = \frac{\mu_0}{\rho} \frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial x} \tag{2}$$

Setzen wir für $\mathfrak{H}$ an

$$\mathfrak{H} = \mathfrak{H}_0 \, \varepsilon^{j\omega t} (\varphi + j\psi) \tag{3}$$

(ω die Kreisfrequenz, $\mathfrak{H}_0 = \frac{J}{b}$, φ und ψ Funktionen von x)

so zerfällt Gleichung (2) in 2 Gleichungen für den reellen und imaginären Teil.

$$\left.\begin{aligned} \varphi^{IV} + 4\alpha^4 \varphi &= 0 \\ \psi^{IV} + 4\alpha^4 \psi &= 0 \\ \alpha^2 &= \frac{\omega \mu_0}{2\rho} \end{aligned}\right\} \tag{4}$$

Als Lösung schreiben wir an

$$\begin{aligned} \varphi &= \cos \alpha x \; \varepsilon^{-\alpha x} \\ \psi &= \sin \alpha x \; \varepsilon^{-\alpha x} \end{aligned} \tag{5}$$

Durch die Lösungen sind gleichzeitig die Grenzbedingungen erfüllt.

$$\begin{aligned} \text{für } x &= 0 \quad \varphi = 1 \quad \psi = 0 \\ x &= \infty \quad \varphi = 0 \quad \psi = 0 \end{aligned}$$

Für die örtliche Stromdichte erhält man nach Gleichung (1)

$$\left.\begin{aligned} i &= \frac{J}{b}(-\varphi' - j\psi') \\ \varphi' &= -\alpha \varepsilon^{-\alpha x} (\sin \alpha x + \cos \alpha x) \\ \psi' &= -\alpha \varepsilon^{-\alpha x} (\cos \alpha x - \sin \alpha x) \end{aligned}\right\} \tag{6}$$

Der Maximalwert der Stromdichte an jeder Stelle ist

$$|i| = \frac{J}{b} \sqrt{\varphi'^2 + \psi'^2} = \frac{J}{b} \sqrt{2} \alpha \varepsilon^{-\alpha x} \tag{7}$$

Die Spannung, die auf die Länge l des Stromweges entfällt, ermittelt sich aus der Stromdichte an der obersten Faser zu

$$E = l \rho \, i_{x=0} = J \frac{\alpha \rho l}{b} (1 + j) = J (R + j X) \tag{8}$$

Für den Widerstand und die Reaktanz des Erdreiches gelten also die Ausdrücke

$$R = X = \frac{\alpha \rho l}{b} = \frac{l}{b} \sqrt{\frac{\mu_0 \omega \rho}{2}} \tag{9}$$

Der Widerstand ist nur der Wurzel aus dem spezifischen Widerstand proportional; dies ist dadurch zu erklären, daß bei wachsendem spezifischen Widerstand sich der Strom über einen größeren Querschnitt verteilt.

Die Erscheinung, daß der induktive Widerstand gleich dem Ohmschen wird, tritt bei ähnlichen Problemen (Nutenleiter) oft auf.

b) 2 Erdschichten verschiedener Leitfähigkeit.

Bei Großstationsanlagen kommt praktisch fast immer der Fall vor, daß sich die Leitfähigkeit des Bodens mit der Tiefe ändert. Diese Tatsache ist entweder durch die geologische Schichtung oder durch das Vorhandensein von Grundwasser gegeben.

Für die folgende Rechnung sei angenommen, daß sich die Leitfähigkeit des Bodens in der Tiefe τ plötzlich ändert:

für $x < \tau$ betrage der spezifische Widerstand ϱ_1,

für $\tau < x < \infty$ sei er ϱ_2.

Im übrigen gelten die Bezeichnungen der Abb. 1, ebenso die im Abschnitt a) gemachten Annahmen über die Strömung.

Für die Feldstärke $\mathfrak{H}$ in den beiden Schichten setzen wir an:

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{H}_1 &= \mathfrak{H}_0 \, \varepsilon^{j\omega t} (\varphi_1 + j\psi_1) \\ \mathfrak{H}_2 &= \mathfrak{H}_0 \, \varepsilon^{j\omega t} (\varphi_2 + j\psi_2) \end{aligned}\right\} \tag{10}$$

wobei $\varphi_1 \, \varphi_2 \, \psi_1 \, \psi_2$ die Lösungen der Gleichung (4) sind, in der statt α

$$\alpha_1 = \sqrt{\frac{\omega \mu_0}{2\varphi_1}} \text{ bzw. } \alpha_2 \sqrt{\frac{\omega \mu_0}{2\varphi_2}}$$

zu setzen ist.

Die Stromdichten sind entsprechend

$$\left.\begin{aligned} i_1 &= \mathfrak{H}_0 \, \varepsilon^{j\omega t} (-\varphi_1' - j\psi_1') \\ i_2 &= \mathfrak{H}_0 \, \varepsilon^{j\omega t} (-\varphi_2' - j\psi_2') \end{aligned}\right\} \tag{10'}$$

Wir verwenden den Ansatz

$$\begin{aligned} \varphi_1 &= c_1 \mathfrak{Sin}\,\alpha_1 x \cos \alpha_1 x + c_2 \mathfrak{Cof}\,\alpha_1 x \sin \alpha_1 x + \mathfrak{Cof}\,\alpha_1 x \cos \alpha_1 x \\ \psi_1 &= c_1 \mathfrak{Cof}\,\alpha_1 x \sin \alpha_1 x - c_2 \mathfrak{Sin}\,\alpha_1 x \cos \alpha_1 x + \mathfrak{Sin}\,\alpha_1 x \sin \alpha_1 x \\ \varphi_2 &= c_3 \sin \alpha_2 x \, \varepsilon^{-\alpha_2 x} + c_4 \cos \alpha_2 x \, \varepsilon^{-\alpha_2 x} \\ \psi_3 &= c_3 \cos \alpha_2 x \, \varepsilon^{-\alpha_2 x} - c_4 \sin \alpha_2 x \, \varepsilon^{-\alpha_2 x} \end{aligned} \tag{11}$$

Zur Ermittlung der Konstanten c_1 bis c_4 benutzen wir die Grenzbedingungen für $x = \tau$

$$\left.\begin{aligned} \varphi_1 &= \varphi_2 & \psi_1 &= \psi_2 \\ \rho_1 \varphi_2' &= \rho_2 \varphi_2' & \varphi \psi_2' &= \rho_2 \psi_2' \end{aligned}\right\} \tag{12}$$

die anderen Grenzbedingungen für $x = 0$ und $x = \infty$ sind schon durch den Ansatz (11) erfüllt. Die Ausdrücke für die 4 Konstanten lauten folgendermaßen:

$$\left.\begin{aligned} c_1 &= -\frac{1}{\Delta} [(\rho_1^2 \alpha_1^2 + \rho_2^2 \alpha_2^2) \mathfrak{Sin}\, 2\lambda + 2 \rho_1 \rho_2 \alpha_1 \alpha_2 \mathfrak{Cof}\, 2\lambda] \\ c_2 &= +\frac{1}{\Delta} (\rho_1^2 \alpha_1^2 - \rho_2^2 \alpha_2^2) \mathfrak{Sin}\, 2\lambda \\ c_3 &= \frac{2\varepsilon^u}{\Delta} [\rho_1 \rho_2 \alpha_1 \alpha_2 (\mathfrak{Sin}\,\lambda \cos\lambda \sin\mu - \mathfrak{Cof}\,\lambda \sin\lambda \cos\mu) \\ &\quad + \rho_1^2 \alpha_1^2 (\mathfrak{Cof}\,\lambda \cos\lambda \sin\mu - \mathfrak{Sin}\,\lambda \sin\lambda \cos\mu)] \\ c_4 &= \frac{2\varepsilon^u}{\Delta} [\rho_1 \rho_2 \alpha_1 \alpha_2 (\mathfrak{Sin}\,\lambda \cos\lambda \cos\mu + \mathfrak{Cof}\,\lambda \sin\lambda \sin\mu) \\ &\quad + \rho_1^2 \alpha_2^2 (\mathfrak{Cof}\,\lambda \cos\lambda \cos\mu + \mathfrak{Sin}\,\lambda \sin\lambda \sin\mu)] \end{aligned}\right\} \tag{13}$$

dabei gelten

$$\Delta = \rho_1^2 \alpha_1^2 (\mathfrak{Cof}\, 2\lambda + \cos 2\lambda) + 2 \rho_1 \rho_2 \alpha_1 \alpha_2 \mathfrak{Sin}\, 2\lambda + \rho_2^2 \alpha_2^2 (\mathfrak{Cof}\, 2\lambda - \cos 2\lambda)$$

$$\lambda = \alpha_1 \tau$$

$$\mu = \alpha_2 \tau$$

Den Erdwiderstand und die Erdfeldreaktanz kann man wie früher aus der Stromdichte an der obersten Schicht ermitteln.

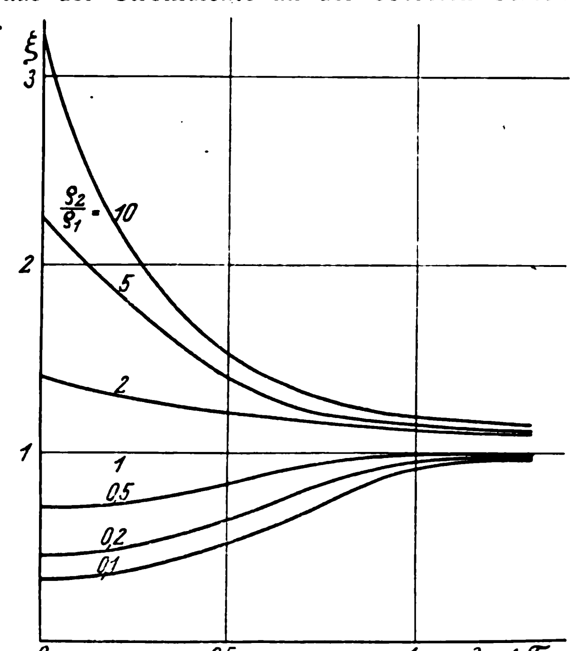


Fig. 2
Hilfsfunktion zur Bestimmung der Verluste in geschichteter Erde.

Man erhält dafür folgende Ausdrücke:

$$\left.\begin{aligned} R &= \frac{\alpha_1 \rho_1 l}{b} \xi = R_1 \xi \\ X &= \frac{\alpha_1 \rho_1 l}{b} \chi = X_1 \chi \end{aligned}\right\} \quad (14)$$

wobei R_1 und X_1 den Widerstand bzw. die Reaktanz bedeuten, die dann gelten, wenn der Boden homogen ist und die Leitfähigkeit der oberen Schicht hat.

Für die Korrektionsfaktoren ξ und χ gelten die Ausdrücke:

$$\left.\begin{aligned} \xi &= \frac{(\mathfrak{Sin}\, 2\lambda - \sin 2\lambda) + 2\upsilon\, \mathfrak{Cof}\, 2\lambda + \upsilon^2 (\mathfrak{Sin}\, 2\lambda + \sin 2\lambda)}{(\mathfrak{Cof}\, 2\lambda + \cos 2\lambda) + 2\upsilon\, \mathfrak{Sin}\, 2\lambda + \upsilon^2 (\mathfrak{Cof}\, 2\lambda - \cos 2\lambda)} \\ \chi &= \frac{(\mathfrak{Sin}\, 2\lambda + \sin 2\lambda) + 2\upsilon\, \mathfrak{Cof}\, 2\lambda + \upsilon^2 (\mathfrak{Sin}\, 2\lambda - \sin 2\lambda)}{(\mathfrak{Cof}\, 2\lambda + \cos 2\lambda) + 2\upsilon\, \mathfrak{Sin}\, 2\lambda + \upsilon^2 (\mathfrak{Cof}\, 2\lambda - \cos 2\lambda)} \end{aligned}\right\} \quad (15)$$

$$\upsilon^2 = \frac{\rho_2}{\rho_1}$$

Auf Fig. 2 ist der Verlauf des Korrektionsfaktors ξ in Abhängigkeit von der „numerischen Tiefe" $\lambda = \alpha_1 \tau$ der Schichtgrenze für verschiedene Verhältnisse der spezifischen Widerstände aufgetragen.

Interessant ist noch die Verteilung des Stromes auf die beiden Schichten.

Für das Verhältnis des in der unteren Schicht fließenden Stromes zum Gesamtstrom erhält man folgenden Ausdruck:

$$\frac{J_2}{J} = \frac{2\, \mathfrak{Cof}\, \lambda}{\Delta} (\rho_1^2 \alpha_1^2 \mathfrak{Cof}\, \lambda + \rho_1 \rho_2 \alpha_1 \alpha_2 \mathfrak{Sin}\, \lambda) \quad (16)$$

(Δ nach Gleichung 13)

Der Strom J_2 wurde dabei durch Summation der Stromdichten, die mit dem Gesamtstrom gleichphasig sind, von $x = \tau$ bis $x = \infty$ ermittelt.

c) Zahlenbeispiel.

Eine schematische Zeichnung der Antennenanlage von Eilvese (Stand 1924) ist in Fig. 3 zu sehen. In der Mitte befindet sich ein 250 m hoher Gittermast. In einem Umkreis von 400 m waren 6 Rendahlmaste (Rohrmaste) von 120 m Höhe aufgestellt, an denen ein ca. 50 m breites ringförmiges Netz hing.

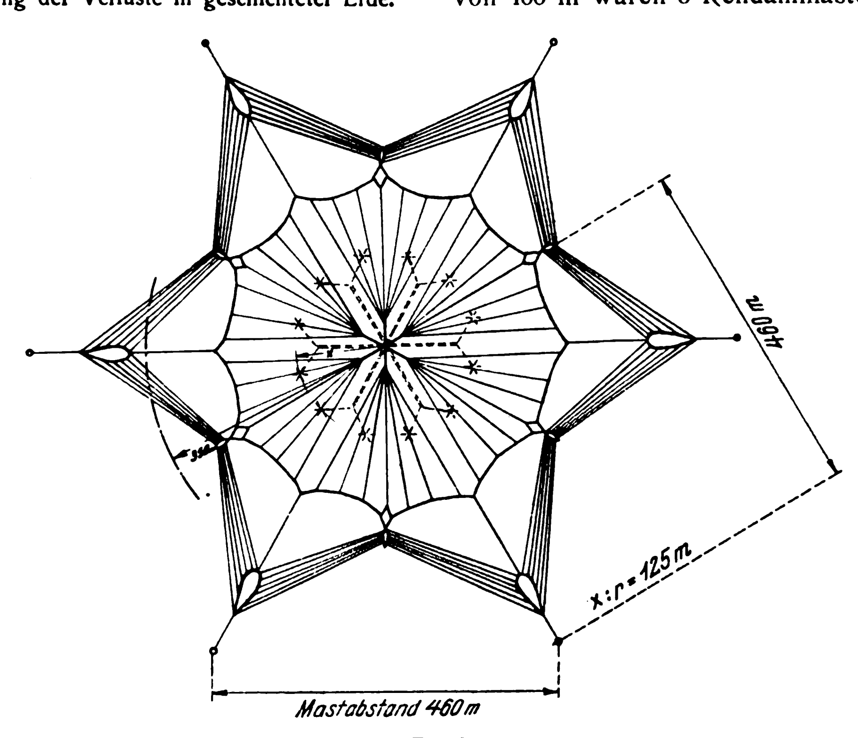


Fig. 3
Antennenanlage Eilvese bis 1924.

Für die folgende überschlägige Rechnung kann man annehmen, daß der ganze Verschiebungsstrom in einem sehr schmalen kreisförmigen Ring auf die Erdoberfläche fällt und durch die Erde zum Zentrum geleitet wird.

Etwa 100 m vom Mittelmast entfernt sind gleichmäßig am Umfang verteilt Sterne aus Kupferdraht (Goldschmidterde) eingegraben, die zusammen einen Ausbreitungswiderstand von 0,25 Ohm haben. Diese Erdungsstellen sind durch oberirdische Leitung mit den Erdklemmen der Maschinen verbunden; durch die Erdsterne werden 80% des Gesamtantennenstromes aufgenommen. Der restliche Strom fließt in eine Erdung, die in unmittelbarer Nähe des Maschinenhauses verlegt ist (Hauserde); sie besitzt einen Ausbreitungswiderstand von 0,7 Ohm.

Der Boden besteht im wesentlichen aus 2 Schichten; dem Moorboden mit einem spezifischen Widerstand von ca. $0{,}5 \cdot 10^4$ Ohmcm und von einer Tiefe von etwa 6 m an aus weißem Schwemmsand, der einen spezifischen Widerstand von ca. $17 \cdot 10^4$ Ohmcm aufweist.

In einer Entfernung von 300 m vom Zentrum aus steht dem Strom eine Breite von $1{,}8 \cdot 10^5$ cm zur Verfügung. Setzt man die obigen Zahlenwerte in die Formeln (10'), (11) und (13) des Abschnittes b ein, so erhält man bei 200 A Antennenstrom und einer Welle $\lambda = 15$ km für die Stromdichte an der Oberfläche $i_{x=0} = 12{,}5 \cdot 10^{-7} \frac{\text{Amp}}{\text{cm}^2}$.

Hätte der Boden bis in große Tiefen den geringen spezifischen Widerstand von $0{,}5 \cdot 10^4$ Ohm/cm, dann wäre die Stromdichte an der Oberfläche nur $6{,}4 \cdot 10^{-7} \frac{\text{Amp}}{\text{cm}^2}$. Nach Formel 7 wäre sie in einer Tiefe von 75 m auf 5% ihres maximalen Wertes abgeklungen.

In unserem Falle ist aber die maximale Stromdichte deshalb größer, weil die 6 m dicke gutleitende Moorschicht einen viel größeren Teil des Stromes führen muß, als ihrem Querschnitt zukommt. Nach Formel 16 beträgt dieser Teil etwa 70% des Gesamtstromes.

Der radiale Spannungsgradient an der Erdoberfläche errechnet sich bei einer Stromdichte von $12{,}5 \cdot 10^{-7} \frac{\text{Amp}}{\text{cm}^2}$ zu etwa $6{,}3 \cdot 10^{-3} \frac{\text{Volt}}{\text{cm}}$. Der mit Sonde gemessene Wert des radialen Spannungsgradienten war in der Größenordnung von $10 \cdot 10^{-3} \frac{\text{Volt}}{\text{cm}}$. Wegen des Luftfeldes liegt er etwas höher als der Rechenwert.

Der auf die Einheit der Länge und der Breite bezogene Widerstand beträgt nach Formel (14)

$$\rho_e = \rho_1 \, \alpha_1 \, \xi \tag{17}$$

Den Gesamtwiderstand ermittelt man durch Integration über den Weg zwischen äußerem und innerem Radius.

$$R = \frac{\rho_e}{2\pi} \int_{r_i}^{r_a} \frac{dx}{x} = \frac{\rho_e}{2\pi} \lg \frac{r_a}{r_i} \tag{18}$$

Die benutzten Zahlenwerte stellen wir zur besseren Übersicht noch einmal zusammen:

$\omega = 4\pi \cdot 10^4 \frac{1}{\text{sec}}$

$\rho_1 = 0{,}5 \cdot 10^4$ Ohm cm (Moorboden)

$\rho_2 = 17 \cdot 10^4$ Ohm cm (Schwemmsand)

$\alpha_1 = 4 \cdot 10^{-4} \frac{1}{\text{cm}}$ $\rho_1 \alpha_1 = 2$ Ohm

$\alpha_2 = 0{,}675 \cdot 10^{-4}$ $\rho_2 \alpha_2 = 11{,}8$ Ohm

$\tau = 600$ cm (Tiefe des Moorbodens)

$r_a = 4 \cdot 10^4$ cm (äußerer Radius)

$r_i = 1 \cdot 10^4$ (Radius der Goldschmidterde)

$\xi = 3{,}75$ (Korrektionsfaktor) nach Fig. 2.

Der Gesamtwiderstand der freien Strömung berechnet sich nach den Formeln (17) und (18) zu

$$R = 1{,}7 \text{ Ohm}.$$

Zu diesem Wert sind Zuschläge wegen der Konzentration der Stromfäden in der Nähe der Erdelektroden zu machen. Dieser Zuschlag kann natürlich die statisch gemessenen Ausbreitungswiderstände nur unterschreiten. Man hätte außerdem noch die sicher geringen Verluste zu berücksichtigen, die bei der Richtungsänderung der Stromfäden beim Übergang von senkrecht auffallenden Kapazitätsstrom zur wagrechten Strömung auftreten, sowie die durch die oberirdische Leitung des Stromes von der Goldschmidterde zum Maschinenhaus im nahen Boden mitgeführten Verluste. (Die letzteren werden im zweiten Abschnitt genau behandelt.)

In diesem Zusammenhang befriedigt der mittels Hochfrequenzmaschine gemessene Wert von 2 Ohm.

II. Leitung von Wechselstrom durch Metalleiter, die in bestimmter Entfernung von der Erde geführt werden.

a) Rechnungsergebnisse von Rüdenberg.[3]

Bei großflächigen Antennenanlagen für lange Wellen wird dem in die Erde eintretenden Verschiebungsstrom nur ein kurzer Weg in der Erde gestattet; er wird durch eingegrabene Metallerden, die über die ganze Fläche verteilt sind, eingefangen und durch oberirdische Leitungen der Stromquelle zugeführt.[4]) Die Ströme, die diese Leitungen zu führen haben, können bis zu 100 Amp. betragen, so daß die Frage nach den in der benachbarten Erde mitgeführten Verlusten berechtigt erscheint. Man kann im allgemeinen annehmen, daß die durch die großen Hochfrequenzströme mitgeführten Verluste immer kleiner werden, je höher die Leitung über die Erdoberfläche gelegt wird. Die mitgeteilten Rechnungen zeigen, ebenso wie Messungen, daß dies nur in beschränktem Maße der Fall ist. Bei Leitung eines Wechselstromes in der Nähe eines leitenden Körpers muß es — kontante Frequenz vorausgesetzt — einen Leitwert dieses Körpers geben, bei dem die induzierten Verluste am größten werden. Wird nämlich die Leitfähigkeit sehr groß, so werden die Verluste abnehmen, weil die induzierten Ströme kleinere Widerstände finden. Nähert sich dagegen der Leitwert dem Wert Null (Isolator), dann müssen auch die Verluste verschwinden, da dann in dem Körper keine Ströme fließen können. Das folgende Zahlenbeispiel zeigt, daß sich unsere Verhältnisse mehr dem zweiten Fall nähern. Die zur Lösung der Aufgabe notwendigen Rechnungen sind für einen idealisierten Fall von Rüdenberg bereits durchgeführt. Es liegt ihnen die in der Fig. 4 skizzierte Anordnung zu Grunde. Die Rückleitung des Wechselstromes J erfolgt bei Rüdenberg durch die Erde.

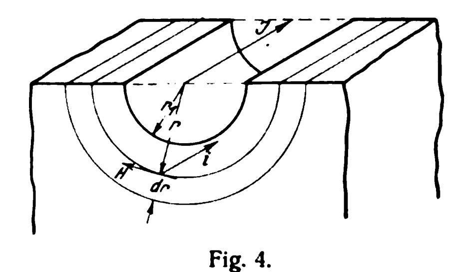


Fig. 4.

[3]) Rüdenberg. Zeitschr. f. angewandte Mathematik u. Mechanik 5, S. 361, 1925.

[4]) Meißner. Jahrbuch für drahtl. Telegraphie 18, S. 322, 1921.

In unserem Fall wird der Strom in den Antennendrähten zurückgeleitet, also in einer solchen Entfernung von der Erde, daß von einem Einfluß derselben abgesehen werden kann. Nimmt man die Ausdehnung der Erde nach unten hin als unbegrenzt an, so gelten für die Verteilung der Wirbelströme, die durch den in der Mitte der Talmulde geleiteten Strom mitgeführt werden, dieselben Gesetze wie für die Rückleitung des Stromes.

Trotz der mathematischen Identität unterscheiden sich die beiden Fälle vor allem dadurch, daß die Spannung, die den Verlusten und der Reaktanz des Bodens entspricht, im Falle der Rückleitung an der Erde abfällt, während im zweiten Fall diese Spannung nur an dem Leiter in der Mitte der Talmulde zu messen ist. Die Erde ist hier als die kurzgeschlossene Sekundärwicklung eines Transformators zu betrachten, in der sich in jedem Längen-Element die von außen induzierte und die verbrauchte Spannung aufheben.

Das Resultat der Rechnungen Rüdenbergs, in etwas anderer Form dargestellt, ist folgendes:

Die Stromdichte an der obersten Faser $r = r_1$ ist durch den Ausdruck gegeben:

$$i_{r=r_1} = \frac{J\alpha}{2\pi r_1}\left\{1 - j\frac{[I_0(x_1\sqrt{-j}) + j\,Y_0(x_1\sqrt{-j})]}{I_1(x\sqrt{-j}) + j\,Y_0(x_1\sqrt{-j})}\right\}$$

$$= \frac{J\alpha}{2\pi r_1}(A + jB)$$

$$\alpha = \sqrt{\frac{\mu_0\,\omega}{2\,\rho}} \tag{19}$$

$$x = r\alpha \qquad x_1 = r_1\cdot\alpha$$

$I_0\,Y_0\,I_1\,Y_1$ Besselfunktionen erster und zweiter Art nullter und erster Ordnung.[5])

Die Funktionen A und B sind in Fig. 5 aufgetragen.[6]) Den resultierenden Ohm'schen Widerstand R_e und die Reaktanz

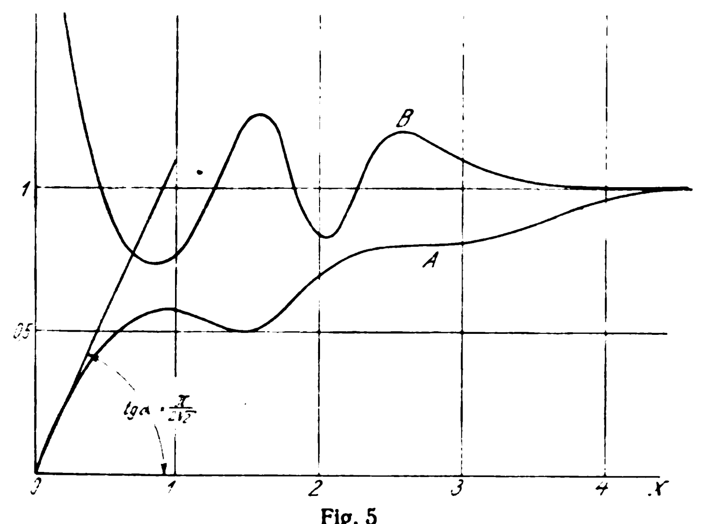


Fig. 5

Hilfsfunktion $(1 - j)\left[\frac{I_0(x\sqrt{-j}) + j\,Y_0(x\sqrt{-j})}{I_1(x\sqrt{-j}) + j\,Y_1(x\sqrt{-j})}\right] = A + jB$

X_e des Erdreiches erhält man, wenn man den obigen Ausdruck mit $\frac{\rho\,l}{J}$ multipliziert:

$$R_e = \frac{\alpha\,\rho\,l}{2\pi r_1}A \tag{20}$$

$$X_e = \frac{\alpha\,\rho\,l}{2\pi r_1}B$$

[5]) Schafheitlin. Die Theorie der Besselschen Funktionen. Mathematisch-Physikalische Schriften für Ingenieure und Studierende. Bd. IV. 1908. Herausgegeben von Jahnke.

[6]) Die Berechnung der Funktionen hat Herr v. Engel durchgeführt.

Für kleine Werte von x (bis x etwa 0,1), die für unser Problem in Frage kommen, nähert sich

$$A = \frac{\pi}{2\sqrt{2}}x \tag{21}$$

daraus folgt für den Ohmschen Widerstand

$$R = \frac{l\,\mu_0\,\omega}{8\sqrt{2}} \tag{22}$$

Die mitgeführten Verluste sind danach unabhängig von Entfernung des Drahtes von dem Erdboden (von dem Radius der Talmulde) und von dem spezifischen Widerstand der Erde.

b) Zahlenbeispiele und Meßergebnisse.

Um die Größe der mitgeführten Verluste experimentell zu bestimmen, wurde ein 80 m langer Leiter aus Hochfrequenzlitze (25 mm², 0,5 mm ∅ des Einzeldrahtes) längs eines Kreisumfanges auf 2 m hohen Holzstangen aufgehängt.

Die Dämpfung der Schleife, deren Selbstinduktion ca. 150000 cm betrug, wurde gemessen und zwar bei hochgehängter Leitung und, wenn die Leitung auf der Erde lag. Das Resultat der Messungen ist auf der Fig. 6 aufgetragen.

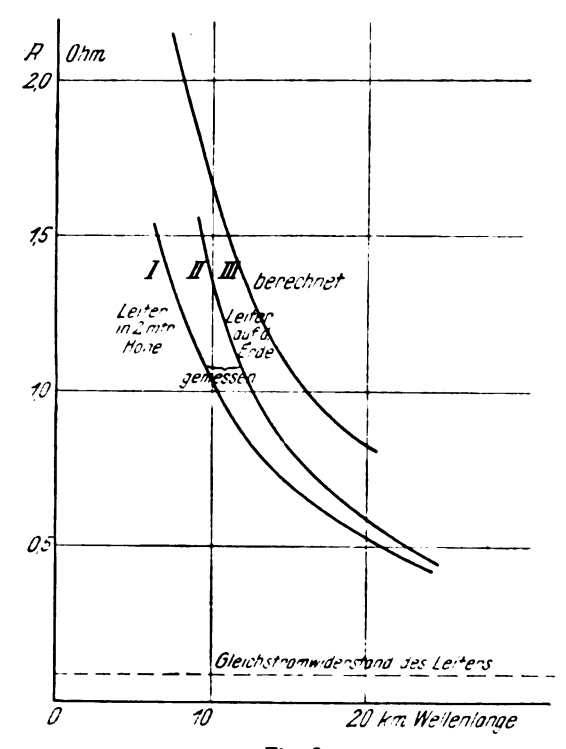


Fig. 6
Mitgeführte Verluste bei 80 m langem Leiter in Abhängigkeit von der Wellenlänge.

Zum Vergleich sind die nach Gl. (22) gerechneten Werte eingetragen (Kurve III). In Übereinstimmung mit der Rechnung zeigen die Messungen, daß die mitgeführten Verluste nicht sehr stark von dem Abstand des Leiters über dem Boden abhängen. Daß die gemessenen Werte niedriger liegen als die berechneten, ist durch die idealisierte Annahme (Leiter in einer Talmulde) und vor allem dadurch bedingt, daß sich der induzierte Körper (Erde) in dem früher skizzierten Sinne einem Isolator nähert.

Mit sinkender Leitfähigkeit des Bodens breitet sich der Strom in immer größere Tiefen aus. Nach Formel (20) und (21) nähert sich der Rechenwert des wirksamen Widerstandes für die Leitfähigkeit Null einem bestimmten Wert. Dabei ist der Einfluß der Rückleitung der Wirbelströme quer zur Leiterrichtung vernachlässigt.

Tatsächlich arbeiten jedoch die im Körper induzierten Spannungen auf einen größeren Widerstand, die Verluste werden also kleiner, als berechnet, und verschwinden für den Fall des Isolators, da dann die zusätzlichen Querwege unendlich lang werden.

Zur Veranschaulichung ist auf Fig. 7 der nach Formel (20)

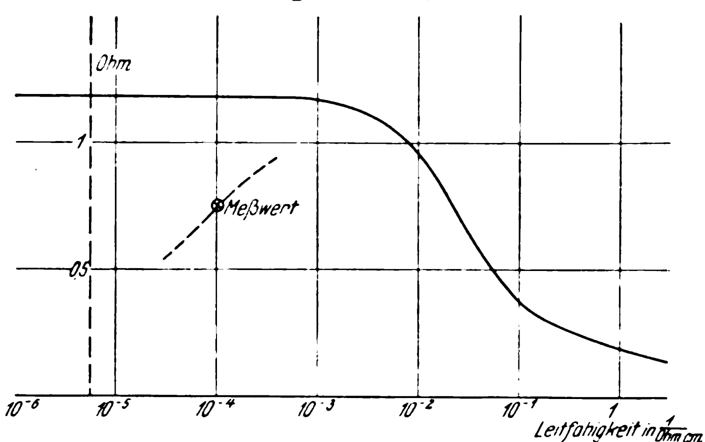


Fig. 7
Widerstand für die mitgeführten Verluste bei konstanter Wellenlänge ($\lambda = 14$ km) in Abhängigkeit von der Leitfähigkeit des inducierten Körpers,

errechnete wirksame Widerstand eines in einer Talmulde von 2 m Radius geführten 80 m langen Leiters in Abhängigkeit von der Leitfähigkeit des Bodens bei konstanter Wellenlänge aufgetragen. Der eingetragene Meßwert liegt unter dem Grenzwert von 1,18 Ohm. Nach dem obigen ist zu erwarten, daß die mitgeführten Verluste mit sinkender Leitfähigkeit des Bodens abnehmen. (Durch die gestrichelte Linie angedeutet.)

Wir wollen die Formel (22) auf unser Beispiel, die Antennenanlage Eilvese (Fig. 3) anwenden. Der Widerstand einer 100 m langen Zuleitung von einem Erdstern der Goldschmidterde zum Maschinenhaus errechnet sich für die Welle 15 km zu 1,38 Ohm (Kupferverluste in der Leitung selbst vernachlässigt). Da sechs Leitungen parallel geschaltet sind, beträgt der gesamte wirksame Widerstand 0,23 Ohm. Die tatsächliche Größe der mitgeführten Verluste wird nach dem obigen bedeutend kleiner sein.

Für unser Beispiel betragen also die mitgeführten Verluste nur einen Bruchteil der Verluste durch freie Wechselströmung in Erde. Vergrößert man jedoch die Zahl der Erdungsstellen, so können bei weit ausgedehnten Antennenanlagen die von den Zuleitungsströmen mitgeführten Verluste die Größe der Elektroden- und Leitungsverluste in Erde erreichen.

Eine Verringerung der Gesamtverluste durch dieses Mittel wird daher nur bis zu einer bestimmten Grenze möglich sein.

Zusammenfassung.

Bei den gesamten Erdverlusten von großflächigen Antennenanlagen für lange Wellen lassen sich drei Arten unterscheiden:

1. Verluste, die einer freien Wechselströmung in metallfreier Erde entsprechen, wobei infolge Stromverdrängung die Stromdichte gegen die Erdoberfläche zunimmt.
2. Bei Erdanlagen mit eingegrabenen Metallerdern werden durch die oberirdische Zuleitung von Strömen zur Stromquelle in der nahen Erde Verluste mitgeführt.
3. Durch die Stromverdichtung in unmittelbarer Nähe der Metallerder entstehen Verluste, die ungefähr dem für Gleichstrom gültigen Ausbreitungswiderstand entsprechen.

Für die ersten beiden Verlustarten werden Formeln entwickelt, die an Erfahrungswerten nachgeprüft werden.

(Eingegangen am 17. 11. 1926.)

Über Schaltvorgänge bei Elektronenröhren.

Eine Bemerkung zu dem Aufsatz von Fischer und Pungs über „Schnelltelegraphie mit Steuerdrosseln".[1])

Von **Rudolf Mayer.**

1.

In dem Aufsatz „Schnelltelegraphie mit Steuerdrossel" behandeln W. Fischer und L. Pungs folgenden Fall:

An das Gitter einer Elektronenröhre, in dessen Anodenkreis eine hohe Selbstinduktion liegt, wird plötzlich eine positive Spannung gelegt, die ein Wachsen des vorher gesperrten Anodenstromes auf einen bestimmten Endwert zur Folge hat. Es ist die Frage nach dem Verlauf des Stromes.

Die genannten Autoren kommen zu dem Ergebnis, daß der Anodenstrom nach einer Exponentialfunktion ansteigt, deren Zeitkonstante durch $\frac{L}{R_i + R}$ gegeben ist, wobei L die Anodenselbstinduktion, R_i den inneren Röhrenwiderstand, R den äußeren Widerstand im Anodenkreis bedeutet. Die Röhrenschaltung wird darnach durch eine einfache Serienschaltung von Selbstinduktion und Widerstand ersetzt, auf die eine Spannung von der Größe $\frac{E_g}{D}$ (Gitterspannung durch Durchgriff) wirkt. Diese Spannung, die wesentlich größer als die Anodengleichspannung ist (4200 gegen 1000 Volt), müßte in der ersten Zeit des Stromanstieges an der Drossel tatsächlich auftreten. Da Gleichgewicht zwischen den Spannungen an der Röhre, an der Drossel und der Anodengleichspannung bestehen muß, würde also die Anode ein negatives Potential von 3200 Volt gegen die Kathode haben. In diesem Falle können aber keine Elektronen von der Anode aufgenommen werden.

Ein Anodenstrom kann nur fließen, wenn die Anode positiv gegen die Kathode ist; daraus folgt, daß die an der Drossel maximal mögliche Spannung gleich der Anodengleichspannung ist. Dementsprechend kann der Strom in keinem Moment rascher ansteigen, als einer angelegten Spannung von 1000 Volt entspricht. Überspannungen am Verbraucher können nur beim plötzlichen Sperren der Röhre durch eine negative Gitterspannung auftreten. Im

[1]) W. Fischer und L. Pungs „Schnelltelegraphie mit Steuerdrossel", Zeitschrift für Hochfrequenztechnik **27**, S. 51, 1926, Heft 2.

folgenden soll gezeigt werden, wie eine genaue und richtige Vorhersage des Schaltvorganges auf einfache Weise möglich ist.

2.

Für das Rohr gelten die in Fig. 1 dargestellten Charakteristikenscharen. (Sie entsprechen ungefähr dem Zahlenbeispiel des zitierten Aufsatzes.) Die Anodengleichspannung betrage 1000 Volt.

Der Schaltvorgang verlaufe so, daß die Gitterspannung von einem negativen Wert (— 75 Volt), durch den der Anodentsrom gesperrt ist, plötzlich auf + 150 Volt geändert werde. Die Aufladezeit des Kondensators Kathode-Gitter sei vernachlässigt, so daß die Gitterspannung während des ganzen Vorganges als konstant anzusehen ist.

Ferner ist angenommen, daß für die Elektronenströmung während des Schaltvorganges die statischen Charakteristiken der Fig. 1 gelten.

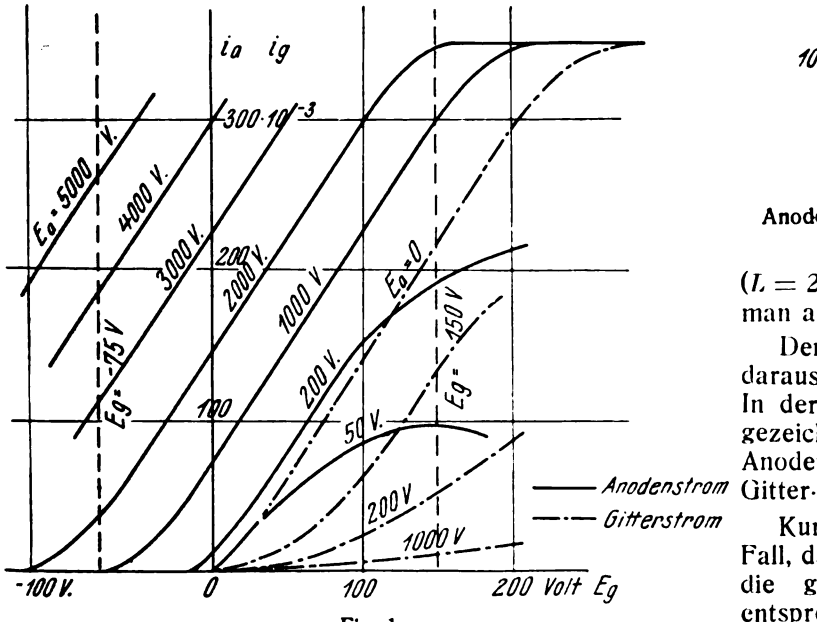


Fig. 1
Charakteristiken einer Senderöhre.

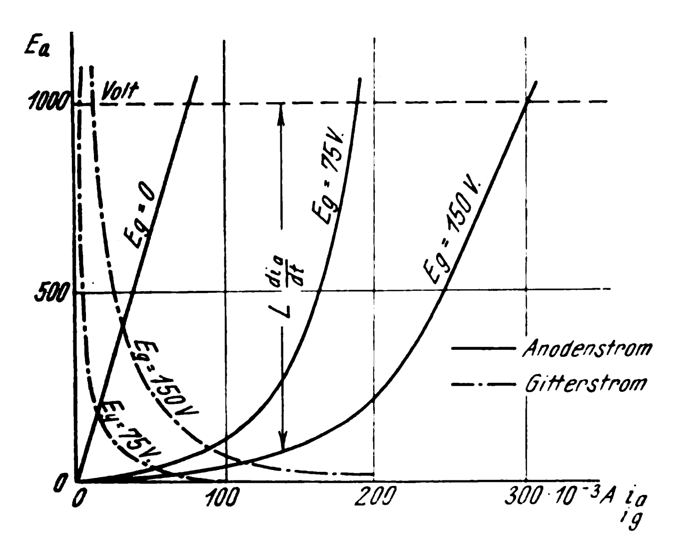


Fig. 2
Anodenstrom (i_a) und Gitterstrom (i_g) in Abhängigkeit von der Anodenspannung (E_a) bei verschiedenen Gitterspannungen.

Aus dieser Charakteristikenschar läßt sich bei konstant gehaltener Gitterspannung eine Abhängigkeit zwischen Anoden-Gitterstrom und Anodenspannung ableiten. Entsprechende Kurven sind in Fig. 2 und 3 aufgetragen. Für die Bestimmung des Schaltvorganges benutzen wir die Kurve für $E_g = 150$ Volt (Fig. 2). An der Drossel besteht die Spannung

$$E - e_a = L \frac{d\,i_a}{d\,t}$$

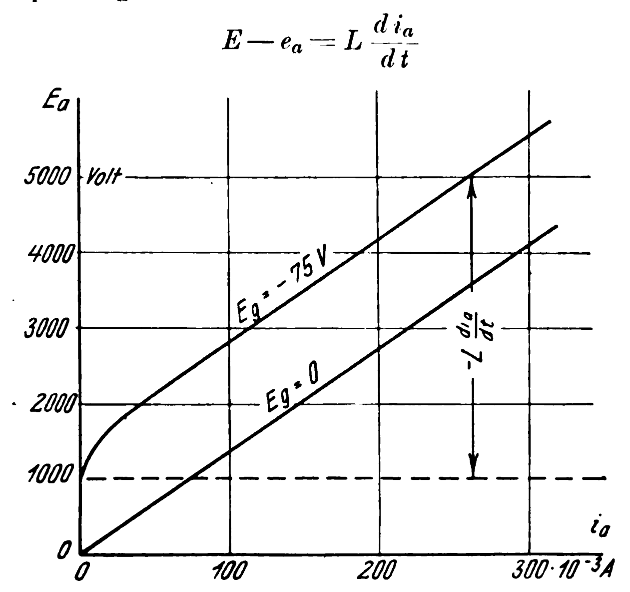


Fig. 3
Anodenstrom (i_a) in Abhängigkeit von der Anodenspannung (E_a) bei verschiedener Gitterspannung.

($L = 2{,}5$ Henry, ohmscher Widerstand vernachlässigt), die man aus Fig. 2 unmittelbar entnehmen kann.

Den zeitlichen Verlauf des Anodenstromes erhält man daraus durch graphische Integration (Kurve I der Fig. 4). In der Figur ist noch der Verlauf des Gitterstromes eingezeichnet (Kurve II). Im ersten Moment geht bei der Anodenspannung *0* der ganze Emissionsstrom auf das Gitter.

Kurve III gibt zum Vergleich den Stromverlauf für den Fall, daß die Gleichspannung von 1000 Volt ohne Röhre auf die gleiche Selbstinduktion unter Vorschaltung eines entsprechenden Widerstandes geschaltet wird.

Man sieht, daß die Röhre für Schnelltastung günstiger wirkt; allerdings nicht in dem Maße, wie es F i s c h e r und P u n g s in ihrer Arbeit angeben.

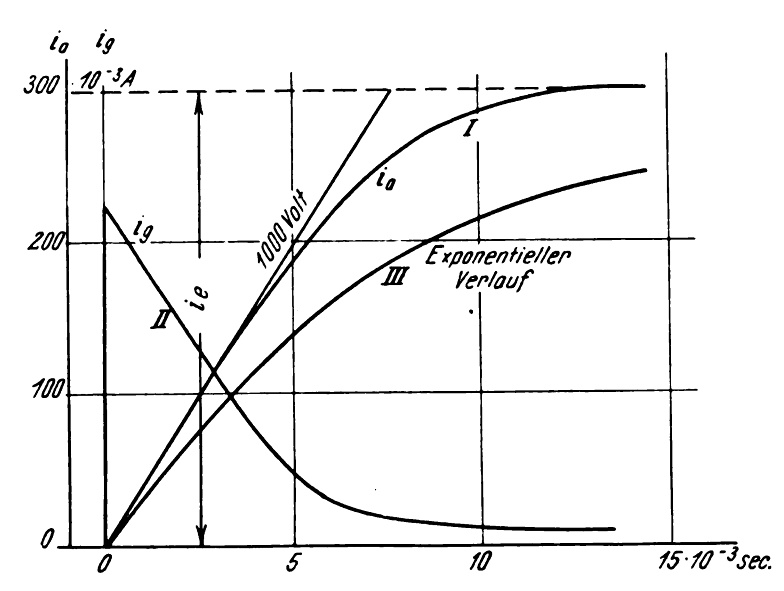


Fig. 4
Zeitlicher Verlauf von Anodenstrom (i_a) und Gitterstrom (i_g) beim Einschalten.

Das Ausschalten des Anodenstromes erfolgt durch plötzliche Änderung der Gitterspannung auf — 75 Volt.

Dann gilt für die Abhängigkeit Anodenstrom-Anodenspannung die in Fig. 3 gezeichnete Kurve.

Im ersten Moment springt bei vollem Anodenstrom die Anodenspannung auf 5500 Volt, die Spannung an der Drossel entsprechend auf 4500 Volt (im Sinne der Stromverkleinerung). Den genauen Stromverlauf erhält man in analoger Weise wie beim Einschalten durch graphische Integration der Gleichung

$$e_a - E_a = - L \frac{d i_a}{d t}. \tag{1'}$$

Durch oszillographische Messung des Anodenstromes und der Spannung während eines solchen Ausschaltvorganges wäre die Möglichkeit gegeben, Röhrencharakteristiken für Gebiete aufzunehmen, in denen eine statische Aufnahme wegen der hohen Verluste nicht zulässig wäre.

Zusammenfassung.

Der Verlauf des Anoden- und Gitterstromes bei plötzlicher Änderung der Gitterspannung wird mit Hilfe der Charakteristikenscharen „Anoden- und Gitterstrom in Abhängigkeit von der Anodenspannung bei verschiedenen Gitterspannungen" ermittelt.

Beim Einschalten kann der Anodenstrom in keinem Moment rascher ansteigen als dem Anlegen der Anodengleichspannung an die Anodenselbstinduktion entspricht. Nur beim plötzlichen Sperren der Röhre können Überspannungen auftreten.

(Eingegangen am 26. 11. 1926.)

Ungerichteter Empfang.

Von N. v. Korshenewsky, Berlin.

In der Praxis der Empfangstechnik der drahtlosen Telegraphie werden lineare Hochantennen schlechthin als ungerichtete Antennen, und Rahmenantennen als gerichtete Antennen bezeichnet. Eine solche Einteilung setzt stillschweigend eine bestimmte Orientierung des ankommenden Strahlungsfeldes gegenüber der Empfangsantenne voraus und zwar besteht diese Voraussetzung darin, daß bei einer vertikalen Empfangsantenne der Sender ein zur Erdoberfläche senkrecht orientiertes elektrisches Feld ausstrahlt und die verschiedenen Richtungslinien, aus denen empfangen wird, in einer Horizontalebene liegen. Rein mathematisch betrachtet sind aber in bezug auf ihre Richtwirkung, d. h. die Größe der induzierten Spannungen in Abhängigkeit von der Richtung der ankommenden Wellen und ihrer Polarisationsrichtung Linear-Antennen und Rahmen-Antennen einander gleichwertig. Dieses soll näher erläutert werden, da die Äquivalenz von Rahmenantenne und Hochantenne für das Folgende von Bedeutung sein wird:

In Fig. 1 sei O der Empfangsort und $\mathfrak{S}$ der Strahlungsvektor der ankommenden Welle, $\mathfrak{E}$ der Vektor der elektrischen und $\mathfrak{H}$ der Vektor der magnetischen Schwingungen. H stelle die durch den Beobachtungspunkt gelegte Horizontalebene und V eine Vertikalebene dar. Auf diese beiden Ebenen sei die Lage des Senders bezogen. Die Richtung und der Polarisationszustand der ankommenden Welle ist dann im betrachteten Falle durch die Winkel ϑ, φ, ψ ϑ als Abzimut, φ als Höhenwinkel und ψ als Winkel, um den die Polarisationsebene gegenüber einer Vertikalebene gedreht ist, gegeben. Nimmt man im Empfangsort, wie in der Figur dargestellt, eine Hochantenne A bzw. eine Rahmenantenne R, deren Ebene mit der Vertikalebene zusammenfällt, an, so sind unter der Voraussetzung einer gleichwertigen Dimensionierung beider Antennen die Gleichungen für die induzierten Spannungen

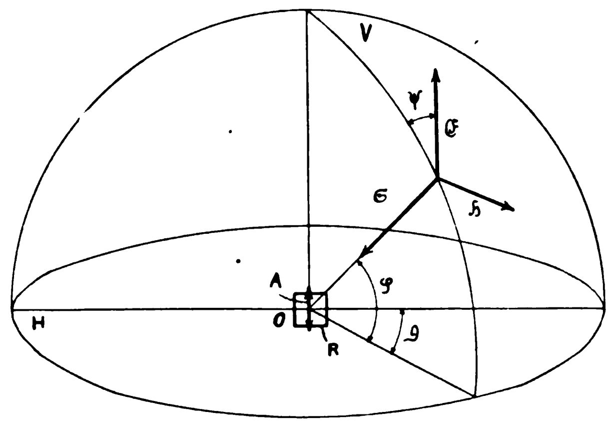


Fig. 1

v_A für die Hochantenne: $v_A = c \cos\psi \cos\varphi$

und v_R für die Rahmenantenne: $v_R = c \cos\psi \cos\vartheta$,

wo c den von der Frequenz und Stärke des Feldes und den Antennenabmessungen abhängenden Proportionalitätsfaktor bedeutet. Die mathematische Äquivalenz dieser Gleichungen ist offensichtlich, d. h. wir bekommen den gleichen Richtungseffekt für die Hochantenne, wenn wir den Winkel φ verändern, wie für den Rahmen, wenn wir den Winkel ϑ verändern. Wird z. B. der Sender längs eines horizontalen Kreises bewegt, dann hat der Rahmen eine Richtwirkung und die Hochantenne keine, wird dagegen der Sender längs eines Vertikalkreises bewegt, dann hat die Hochantenne die gleiche Richtwirkung wie der Rahmen im ersten Fall und die Rahmenantenne hat keine Richtwirkung.

Ändert man die Orientierung von Empfangsantenne und Sendeantenne, indem man die Anordnung, wie sie in der Figur skizziert ist, um 90° dreht, daß also die Linear-Antenne horizontal senkrecht zur vertikalen Ebene V und die Rahmenantenne in der Horizontalebene liegt, und auch die Sendeantenne so orientiert wird, daß das Strahlungsfeld um 90° in bezug auf die Polarisationsebene gedreht ist, so ist es klar, daß in den obigen Gleichungen die Winkel φ und ϑ ihre Rollen vertauschen. Das bedeutet physikalisch, daß eine horizontale Linear-Antenne für Wellen, deren elektrische Schwingungen horizontal erfolgen (also von einer horizontalen Sendeantenne ausgehen), die gleiche Richtwirkung hat, wie eine vertikale Rahmenantenne für Wellen mit vertikaler elektrischer Feldrichtung. Und umgekehrt, daß die horizontale Rahmenantenne für das horizontal schwingende Feld keinen Richteffekt ergibt, entsprechend der Hochantenne für ein vertikales Feld. Es



kann somit bei entsprechender Orientierung der Sendeantenne eine Rahmenantenne durch eine Linear-Antenne oder umgekehrt ersetzt werden, da die Frage der Richtwirkung nicht bloß eine Frage des Antennensystems am Empfangsort, sondern der gegenseitigen Orientierung von Empfangsantenne und Sendeantenne ist.

Da nun in der Technik der drahtlosen Telegraphie ursprünglich im wesentlichen nur Wellen ausgesandt wurden, deren elektrische Schwingungen senkrecht zur Erdoberfläche verliefen und als Empfangsantenne vertikale Hoch- bzw. Rahmenantennen mit vertikaler Ebene verwendet wurden, so hatte die Trennung in ungerichtete Antennen und gerichtete Antennen eine gewisse praktische Berechtigung. Tatsächlich gibt es aber, rein physikalisch betrachtet, nur gerichtete Antennen.

Vom praktischen Gesichtspunkt der heutigen Entwicklung des drahtlosen Verkehrs kann auch nicht mehr von ungerichteten Antennen im früheren Sinne gesprochen werden, da ja bekanntlich sowohl Sende- wie Empfangsantenne häufig als Horizontalantenne ausgebildet sind und somit Wellen mit horizontaler Schwingungsrichtung ausgesandt werden, da ferner durch den drahtlosen Verkehr von Luftschiffen mit ortsfesten Stationen die Empfangsantennen von Wellen aus räumlich verschiedenen orientierten Richtungen getroffen werden, und da endlich durch die Verwendung extrem hoher Frequenzen elektromagnetische Wellen erzeugt werden, die sich durch die höheren atmosphärischen Schichten fortpflanzen und zum Empfangsort unter den verschiedensten Richtungswinkeln, wie auch verschiedenen Polarisationsverhältnissen auftreffen.

Für den Empfang kurzer Wellen ist in den meisten Fällen der Praxis eine möglichst große Unabhängigkeit der Empfangsintensität von dem Polarisationszustand und dem Einfallswinkel erforderlich. Die verschiedenen Versuchsergebnisse über den Empfang kurzer Wellen haben gezeigt, daß die ankommenden Wellen sehr starke Schwankungen sowohl ihres Polarisationszustandes wie auch der Einfallsrichtung aufweisen.

Was die Ursache der Änderungen der Polarisationsrichtung anbelangt, so sind diese bereits verschiedentlich in der Literatur besprochen.[1]) Es handelt sich dabei im wesentlichen um den Einfluß der Inhomogenitäten der atmosphärischen Schichten und der Einwirkung des magnetischen Erdfeldes auf die Schwingungsrichtung.

Die Ursachen der Änderungen des Einfallswinkels der ankommenden Strahlung sind naturgemäß auch in den wechselnden Verhältnissen der atmosphärischen Schichten zu suchen. Für den durch Brechungen gekrümmten Strahl ist der Einfallswinkel abhängig von den Gradienten des Brechungsexponenten. Der Einfallswinkel der ankommenden elektromagnetischen Welle, der von dem Ausstrahlwinkel auf der Sendeseite in der Regel verschieden sein muß, hängt also im wesentlichen von dem Gefälle der Ionen- bzw. Elektronendichte in vertikaler Richtung in der Heaviside-Schicht ab. Je nachdem, ob die Änderung der Ionen- bzw. Elektronendichte mit der Höhe größer oder kleiner ist, erfährt die elektromagnetische Welle eine größere oder geringere Neigung und die dauernden Schwankungen der Ionendichte der atmosphärischen Schichten bewirken somit die Schwankungen des Einfallswinkels des durch Brechungen in der Atmosphäre an den Empfangsort gelangenden Strahles.

Für die Wellen, die an Grenzflächen von verschiedenen Brechungsvermögen reflektiert werden und auf diese Art an den Empfangsort gelangen, ändert sich der Einfallswinkel am Empfängerort, sobald sich die Höhe der reflektierenden Schicht oder aber ihre Neigung ändert. Die ständig in der Atmosphäre vorhandenen Schwankungen in bezug auf die Höhe und Neigung der für die Reflexion in Betracht kommenden Schichten müssen somit Änderungen des Einfallswinkels der reflektierten Strahlung verursachen.

Es ist also ohne weiteres ersichtlich, daß der irgendwie — sei es durch Brechung oder durch Reflexion — aus den höheren atmosphärischen Schichten zum Empfangsort gelangte Strahl seine Neigung zur Erdoberfläche ständig ändern muß. Beobachtungsresultate haben auch ergeben, daß der Einfallswinkel in weiten Grenzen in kurzen Intervallen schwankt.[2])

Ganz unabhängig von der Art der verwendeten Antenne müssen daher aus den beiden oben betrachteten Gründen — der Schwankungen der Polarisation einerseits und der Schwankungen des Einfallswinkels andererseits — entsprechende Schwankungen der Spannungen bzw. des Stromes in der Antenne sich ergeben und diese Schwankungen bewirken eine unregelmäßige, im allgemeinen kurz dauernde Schwächung oder Verstärkung der durchschnittlichen Empfangsintensität.

Während für Übertragung von Morsezeichen derartige Schwankungen in gewissem Grade dadurch unschädlich gemacht werden können, daß eine genügend empfindliche Empfangsapparatur verwendet wird, welche die Zeichen auch noch bei starker Schwächung wiederzugeben vermag, so ist für die Übertragung solcher Zeichen, auf deren formgetreue Wiedergabe es ankommt, die Intensitätsschwankung des Empfangs eine außerordentliche Störung. Dieses gilt für die Tonübertragung, insbesondere aber für die Bildübertragung, für die ja aber gerade die Verwendung kurzer Wellen, bei denen die betrachteten Schwankungen besonders groß sind, unerläßlich ist. Diese Intensitätsschwankungen können hier sowohl die Tönung eines Teiles des Bildes beeinflussen, wie auch Schwärzungen und Belichtungen an falschen Stellen hervorrufen und somit das ganze übertragene Bild völlig entstellen.

Es entsteht daher in der Praxis die Forderung, ein Empfangssystem zu schaffen, welches nach Möglichkeit die unbeabsichtigten Schwankungen der Empfangsintensität eliminiert.

Um die in einer Empfangsantenne (Linear-Antenne oder Rahmen-Antenne) induzierten Spannungen bzw. Ströme bei verschiedenem Einfallswinkel und auch verschiedenen Polarisationsverhältnissen der ankommenden Welle zu errechnen, empfiehlt es sich, an Stelle der Richtungen des Strahlungsvektors und des Winkels, der die Polarisationsrichtung angibt, einen Feldvektor zu betrachten. Denkt man sich am Empfangsort ein rechtwinkeliges Koordinatensystem, so ist die Lage des Feldvektors durch die Richtungswinkel mit den Koordinatenachsen bestimmt und die beiden Bedingungen, daß sowohl der Einfallswinkel, als auch die Richtung der Polarisationsebene sich ändern, sind zugleich einfach dadurch gegeben, daß diese Richtungswinkel die verschiedensten möglichen Werte annehmen.

[1]) **Nichols und Schelleng.** Ref. d. Jahrb. Bd. **26**, S. 140, 1925. **Appleton und Barnett.** Ref. d. Jahrb. Bd. **27**, S. 123, 1926. **N. v. Korshenewsky.** Jahrb. d. drahtl. Telegr. Bd. **28**, S. 184, 1926.

[2]) **Smith-Rose and Barfield.** An investigation of wireless waves arriving from the upper atmosphere. Proc. Prog. Soc. A. 110 580—614, 1926. Ref. d. Jahrbuch **28**, S. 26, 1926.



In Figur 2 ist ein Schwingungsvektor $\mathfrak{V}$ in bezug auf ein Koordinatensystem gezeichnet. Die Richtungswinkel mit den drei Koordinatenachsen sind $\alpha\ \beta\ \gamma$. Nimmt man an, daß drei gleiche lineare Empfangsantennen zueinander

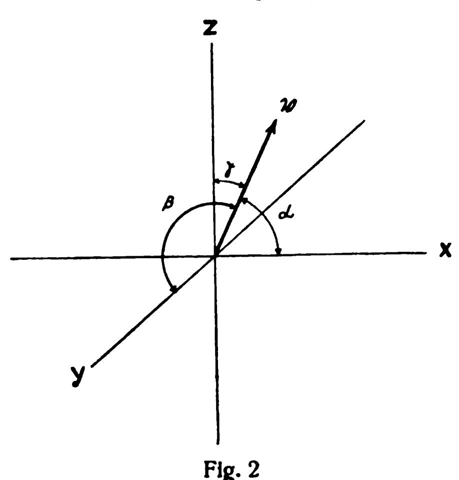


Fig. 2

rechtwinkelig in Richtung der drei Koordinaten angeordnet wären, so würden in jeder Spannungen induziert, die proportional den Richtungscosinussen des elektrischen Feldvektors sind, d. h. also,

für die in der x-Richtung orientierte Antenne $\mathfrak{v}_x = c \cos \alpha$,
für die in der y-Richtung orientierte Antenne $\mathfrak{v}_y = c \cos \beta$,
für die in der z-Richtung orientierte Antenne $\mathfrak{v}_z = c \cos \gamma$.

Ganz analoge Gleichungen würden wir bekommen, wenn wir den magnetischen Schwingungsvektor in bezug auf drei Rahmen, die in den drei Koordinatenebenen orientiert sind, betrachtet hätten, wie dieses ohne weiteres auf Grund der oben angeführten Betrachtung über die Äquivalenz von Rahmen- und Linear-Antennen ersichtlich ist. Was nun die einzelnen Komponenten der Feldstärke $\mathfrak{V}$ nach den drei Koordinatenachsen betrifft, so ist infolge der Beziehung $\cos^2 \alpha + \cos^2 \beta + \cos^2 \gamma = 1$ die Summe der Quadratwerte dieser Komponenten und dementsprechend die Summe der Quadrate der den Feldstärken proportionalen Spannungen unabhängig von den Winkeln $\alpha\ \beta\ \gamma$.

Bei den in der drahtlosen Telegraphie gebräuchlichen Gleichrichtern ist der Gleichrichtereffekt im allgemeinen in großer Annäherung proportional dem Quadrat der zugeführten Spannung bzw. des Stromes. Es besteht daher

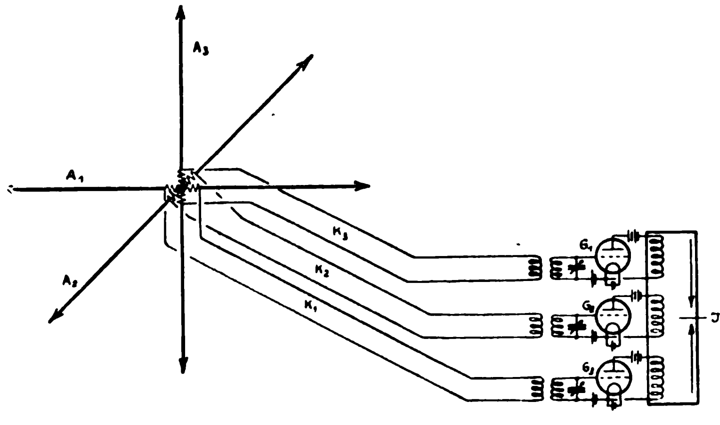


Fig. 3

die Möglichkeit, durch die Verwendung dreier gleichgroßer Antennen, die entsprechend den Koordinatenachsen rechtwinkelig zueinander orientiert sind und von denen jede mit einem besonderen Gleichrichter verbunden ist, die den Quadraten der drei Komponenten proportionalen Effekte zu summieren, indem die drei Gleichrichterkreise auf einen gemeinsamen Indikator arbeiten. Werden also am Empfangsort drei senkrecht zueinander orientierte Linearantennen oder Rahmenantennen verwendet, von denen jede z. B. mit einem Eingangskreis eines Audions verbunden ist, und beeinflussen die drei Anodenkreise ein Anzeigeinstrument, so ist der Indikatoreffekt bei gleich großen Antennen bzw. entsprechenden Kopplungen nur abhängig vom absoluten Wert der ankommenden Feldstärke und nicht von ihrer Orientierung im Raume. In Figuren 3 und 4 sind derartige Schaltungen gezeichnet. In Figur 3 sind drei Linear-Antennen A_1, A_2 und A_3 und in Figur4 drei Rahmen-Antennen R_1, R_2 und R_3 über die Übertragungsleitungen K_1, K_2 und K_3 mit den Gleichrichtern G_1, G_2 und G_3 verbunden, wobei die Anoden-

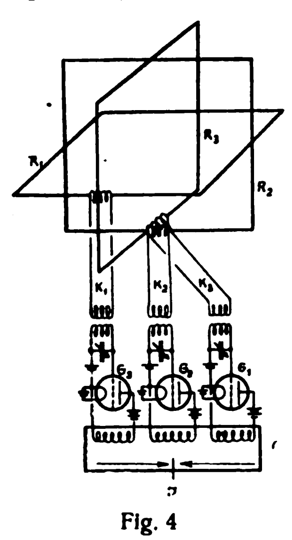


Fig. 4

kreise auf einen gemeinsamen Indikator J einwirken. Durch die beschriebene Anordnung ist ein ungerichteter Empfang ermöglicht. Es ist noch zu bemerken, daß für die praktische Verwendung der Einfluß von in der Nähe befindlichen Leitern, u. a. z. B. der Erdoberfläche, wodurch die Empfangsbedingungen der einzelnen Antennen nicht mehr gleichwertig sein könnten, eliminiert werden muß. Dieses kann dadurch erfolgen, daß das Antennensystem in einer größeren Entfernung über dem Erdboden angeordnet wird, oder aber durch Neigung des Antennensystems derart, daß die einzelnen Antennen in gleicher Weise und in gleichem Maße durch die Erde beeinflußt werden.

Zusammenfassung.

Es wird gezeigt, daß bei entsprechender Orientierung des ankommenden Strahlungfeldes und der Empfangsantenne Rahmenantenne und Linearantenne in bezug auf den Richtempfang einander äquivalent sind und daß es keine ungerichteten Antennen gibt.

Für den drahtlosen Verkehr mittels kurzer Wellen ist ein von dem Richtungswinkel der einfallenden Strahlung und dem Polarisationszustand der Wellen unabhängiger Empfang erforderlich; denn die dauernden Änderungen des Polarisationszustandes und des Einfallswinkels der Wellen, deren Ursachen erläutert werden, entstellen die zu übertragenden Zeichen.

Mittels dreier rechtwinklig zueinander angeordneter Antennen, deren Schwingungen je über einen besonderen Gleichrichter ein gemeinsames Anzeigeinstrument beeinflussen, kann ein Empfangs-System geschaffen werden, dessen Indikatoreffekt unabhängig von dem Einfallswinkel und der Polarisationsrichtung der auftreffenden Welle ist.

(Eingegangen am 17. 1. 1927.)



Modellregeln für Schwingungskreise mit Eisenkernspulen.[1]

Von H. Winter-Günther.

Es tritt nicht selten das Bedürfnis ein, experimentelle Ergebnisse, die an einem Schwingungskreis mit Eisenkernspule gewonnen wurden, auf Kreise zu übertragen, die Eisendrosseln anderer Dimensionen enthalten. Deshalb sollen im folgenden Modellregeln abgeleitet werden, welche für derartige Systeme gelten und zwar sollen untersucht werden:

a) einfache Schwingungskreise mit Eisenkernspule und Gleichstromüberlagerung (siehe Fig. 1);

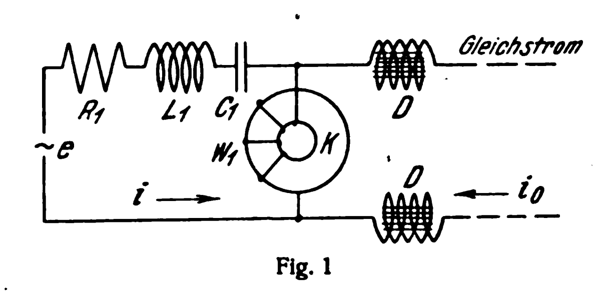


Fig. 1

b) Schwingungskreise, die über eine Eisenkernspule gekoppelt sind (siehe Fig. 2).

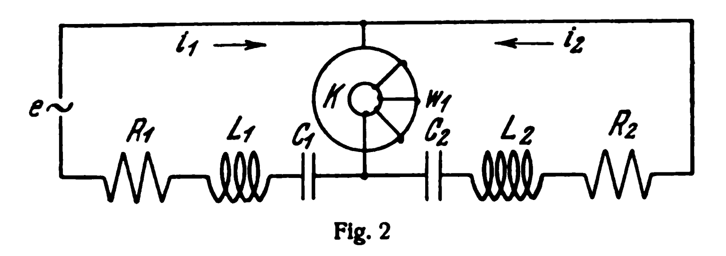


Fig. 2

Es bezeichnen L_1 und L_2 eisenfreie Induktivitäten, C_1 und C_2 Kapazitäten. In R_1 bzw. R_2 sind die Verlustwiderstände von L_1 und C_1 bzw. L_2 und C_2 zusammengefaßt. Zur Abkürzung soll von nun an der eisenfreie Teil der Schaltung in Fig. 1: L_1, C_1, R_1 mit „Leitung" bezeichnet werden, und dementsprechend die eisenfreien Teile der Schaltung in Fig. 2: L_1, C_1, R_1 bzw. L_2, C_2, R_2 mit „Primär-" bzw. „Sekundärleitung".

In Fig. 1 bedeuten $D\,D$ große Selbstinduktionen, die den Zweck haben, den Wechselstrom vom Gleichstromkreis abzudrosseln.

Für die Spannung e_e an der Eisendrossel K gelten bei beiden Schaltungen dieselben Beziehungen. Zu ihrer Ableitung werde vereinfachend angenommen, daß Wirbelströme im Eisen weitgehend unterdrückt seien und daß das magnetische Feld im Eisenkerne homogen sei.

Es bezeichne:
i den durch die Spulenwicklung fließenden Wechselstrom,
$\mathfrak{H}$ das mit diesem verkettete Feld im Eisen,
$\mathfrak{B}$ die magnetische Induktion im Eisen,
q den Querschnitt des Kernes,
w_1 die Zahl der Windungen auf dem Kerne.

[1]) I. Teil der gekürzten Doktor-Dissertation, eingereicht am 23. Juni 1926 an der Techn. Hochschule München.

Dann gilt:

$$e_e = w_1 \cdot q \cdot \frac{d\mathfrak{B}}{dt} = w_1 \cdot q \cdot \frac{d\mathfrak{B}}{d\mathfrak{H}} \cdot \frac{d\mathfrak{H}}{dt}$$

Die Einführung von $\frac{d\mathfrak{B}}{d\mathfrak{H}}$ empfiehlt sich deshalb, weil diese Funktion von den Dimensionen der Eisendrossel unabhängig ist. Sie ist allein bestimmt durch das Material des Kernes und hängt ab von der Größe des überlagerten Gleichstromfeldes $\mathfrak{H}_0$ und den augenblicklichen und vorausgehenden Werten von $\mathfrak{H}$.

Da $\mathfrak{H}$ und i einander proportional sind, da also: $\mathfrak{H} = c \cdot i$, wird:

$$(1) \qquad e_e = w_1 \cdot q \cdot c \cdot \frac{d\mathfrak{B}}{d\mathfrak{H}} \cdot \frac{di}{dt} = L \cdot \frac{d\mathfrak{B}}{d\mathfrak{H}} \cdot \frac{di}{dt} \quad \ldots\ldots$$

$$\text{wenn } L = w_1 \cdot q \cdot c$$

Die physikalische Bedeutung von L ist folgende:

Ein geschlossener, kreisringförmiger Eisenkern sei gleichmäßig mit w_1 Windungen bewickelt. Für die Spannung am Ende dieser Wicklung gilt Gl. (1). Hätte dieselbe Spule aber einen Kern von der konstanten Permeabilität 1, so wäre auch $\frac{d\mathfrak{B}}{d\mathfrak{H}} = 1$ und für die Spannung würde die Beziehung gelten: $e_e = L \cdot \frac{di}{dt}$.

L ist also die Induktivität, die die Spule hätte, wenn $\frac{d\mathfrak{B}}{d\mathfrak{H}} = 1$ wäre und wenn die geometrische Form des Feldes sich durch die Entfernung des Kernes nicht ändern würde und ist daher ebenso wie c für eine bestimmte Anordnung leicht anzugeben.

Der Ausdruck 1) für e_e werde nun in die Gleichungen der zu untersuchenden Systeme eingeführt, wobei $\mathfrak{H} = c \cdot i$ und nicht i als Veränderliche gewählt werden muß, da $\frac{d\mathfrak{B}}{d\mathfrak{H}}$ eine Funktion von $\mathfrak{H}$ ist.

a) Einfacher Schwingungskreis (Fig. 1).

Bezeichnen wir mit $\omega_1 = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}}$ die Eigenfrequenz der „Leitung" und mit $\delta_1 = \frac{R_1}{2L_1}$ deren Dämpfungskonstante, so lautet nun die Modellgleichung dieses Kreises:

$$(2) \qquad \frac{e \cdot c}{L} = \frac{L_1}{L}\left\{\frac{d(c\,i)}{dt} + 2\,\delta_1\,c\,i + \omega_1^2 \int c\,i\,dt\right\} + \frac{d\mathfrak{B}}{d\mathfrak{H}} \cdot \frac{d(c\,i)}{dt}$$

Diese Gleichung enthält folgende Regel:

Sollen die Ergebnisse, die an einem Schwingungskreis mit Eisenkernspule gewonnen wurden auf einen anderen derartigen Kreis übertragen werden, der eine Eisendrossel aus dem gleichen Material, aber von anderen Dimensionen und anderer Windungszahl enthält und auf den sich die gestrichenen Größen beziehen, so muß die „Leitung" dieses zweiten Kreises so zusammengesetzt sein, daß dieser dieselbe Modellgleichung erfüllt, wie der erste Kreis, d. h.

Eigenfrequenz und Dämpfung der Leitungen müssen bzw. gleich groß sein, also

$$\omega_1 = \omega_1'; \quad \delta_1 = \delta_1'$$

die eisenfreien Induktivitäten der beiden Kreise aber müssen sich verhalten wie:

$$L_1 : L_1' = L : L'.$$

Für das Verhältnis der Ströme und der Generatorspannungen gilt dann:

$$i:i' = c':c; \quad i_0:i_0' = c':c; \quad e:e' = L\cdot c':L'\cdot c.$$

b) Schwingungskreise, die über eine Eisenkernspule gekoppelt sind (Fig. 2).

Der durch die Eisendrossel fließende Strom i ist die Summe aus Primär- und Sekundärstrom:

$$i = i_1 + i_2.$$

Führen wir auch hier Eigenfrequenz und Dämpfung der „Primär-" bzw. „Sekundärleitung" ein:

$$\omega_1 = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}}, \quad \delta_1 = \frac{R_1}{2 L_1}, \quad \text{bzw.} \quad \omega_2 = \frac{1}{\sqrt{L_2 C_2}},$$

$$\delta_2 = \frac{R_2}{2 L_2},$$

so ergibt sich als Modelgleichung der gekoppelten Systeme:

$$\text{(3)} \quad \frac{ec}{L} = \frac{L_1}{L}\left\{\frac{d c i_1}{d t} + \omega_1^2 \int c\, i_1\, d t + 2\, \delta_1\, c\, i_1\right\} + \frac{d\mathfrak{B}}{d\mathfrak{H}} \cdot \frac{d c (i_1 + i_2)}{d t}$$

$$\text{(4)} \quad 0 = \frac{L_2}{L}\left\{\frac{d c i_2}{d t} + \omega_2^2 \int c\, i_2\, d t + 2\, \delta_2\, c\, i_2\right\} + \frac{d\mathfrak{B}}{d\mathfrak{H}} \cdot \frac{d c (i_1 + i_2)}{d t}.$$

Analog dem Falle a) drücken diese Gleichungen folgende Bedingungen aus:

Zwei Systeme der in Fig. 2 dargestellten Art, ein gestrichenes und ein ungestrichenes, verhalten sich elektrisch „ähnlich" — gleiches Kernmaterial vorausgesetzt — wenn sowohl Eigenfrequenz wie Dämpfung ihrer primären bzw. sekundären Leitungen gleich sind, wenn also:

$$\omega_1 = \omega_1'; \quad \delta_1 = \delta_1' \text{ und } \omega_2 = \omega_2'; \quad \delta_2 = \delta_2'$$

und wenn ferner die Beziehung gilt:

$$L_1:L_1' = L:L'; \quad L_2:L_2' = L:L'.$$

Das Verhältnis der Ströme und der Generatorspannungen ist dann:

$$i_1:i_1' = c':c = i_2:i_2'; \quad e:e' = c'\, L:c\, L'.$$

Sind Primär- und Sekundärkreis nicht, wie hier angenommen ist, direkt gekoppelt, sondern besitzt der Eisenkern primär w_1, sekundär aber w_2 Windungen, so ändert sich an der obigen Ableitung nichts, außer daß an Stelle von i_2 $\left(i_2 \frac{w_2}{w_1}\right)$ und statt L_2 $L_2\left(\frac{w_1}{w_2}\right)^2$ zu setzen ist.

Physikalisches Institut
der Technischen Hochschule München.

(Eingegangen am 21. 1. 1927.)

Über Anodengleichrichtung.

Von **Manfred von Ardenne.**

In der Empfangstechnik wird heute zur Gleichrichtung schneller Wechselströme fast durchweg die Gittergleichrichtung und in einzelnen Fällen auch die Anodengleichrichtung benutzt. Die Gittergleichrichtung verdankt ihre Bedeutung hauptsächlich ihrer relativ großen Empfindlichkeit gegen Schwingungen kleiner Amplitude. Bei größeren Amplituden der zugeführten Schwingungen, insbesondere bei der Aufnahme naher Telephoniesender (Ortsempfang) arbeitet die Audiongleichrichtung oft nicht mehr ausreichend verzerrungsfrei, weshalb in solchen Fällen die Anodengleichrichtung vorteilhafter erscheint. Die Gittergleichrichtung hat noch den weiteren Nachteil, der besonders bei Anwendung hoher Niederfrequenzverstärkungen sehr ins Gewicht fällt, daß bei ihr für Niederfrequenz der „wirksame Gitterwiderstand" der Röhre verhältnismäßig sehr groß ist (für langsame Schwingungen etwa gleich dem Wert des Gitterableitewiderstandes) und daher irgendwelche elektrische Felder in der Nachbarschaft, die insbesondere von Lichtleitungen herrühren, leicht störende Spannungen am wirksamen inneren Gitterwiderstand der Röhre hervorrufen.[1]) Im Gegensatz hierzu ist bei der Anodengleichrichtung, wo jedenfalls bei Hochfrequenz ein schwach gedämpfter Schwingungskreis am Gitter liegt, der innere Gitterwiderstand der Röhre sehr klein für alle Frequenzen, die wesentlich von der Resonanzfrequenz des Gitterkreises abweichen, insbesondere für die Frequenzen des Hörbereiches. Die Störungsfreiheit gegen Niederfrequenz ist daher bei der Anodengleichrichtung sehr groß.

Die Anodengleichrichtung läßt sich aber bei Hochfrequenz nur schwer eindeutig verwirklichen, weil schon durch Einschaltung der zur Kopplung notwendigen Widerstände in den Anodenkreis die Verhältnisse so geändert werden, daß die von H. G. Möller entwickelte Beziehung für den Gleichrichtereffekt[2]) nicht mehr angewandt werden kann. Die Ansicht ist verbreitet, daß die Anodengleichrichtung wesentlich unempfindlicher ist als die Gittergleichrichtung. Es ist kaum bekannt, daß es in gewissen Schaltungen möglich ist, die Empfindlichkeit der Anodengleichrichtung erheblich zu vergrößern. In den folgenden Zeilen sollen Untersuchungen veröffentlicht werden, in denen der vorteilhafte oder schädliche Einfluß des Anodenwiderstands auf den Gleichrichtereffekt behandelt wird.

Theoretische Grundlagen.

Die Größe des Gleichrichtereffektes δJ_a soll ermittelt werden, wenn dem Gitter einer Elektronenröhre eine bestimmte sinusförmige Wechselspannung e_g zugeführt wird und ein beliebiger Belastungswiderstand $\mathfrak{R}_a$ im Anodenkreis eingeschaltet ist (vgl. Fig. 1). Hierbei ist der auf-

[1]) Ausführlich behandelt von H. Barkhausen: „Elektronenröhren". 2. Auflage. Verlag Hirzel. S. 90.

[2]) Vgl. H. G. Möller „Die Elektronenröhren und ihre technischen Anwendungen" 2. Auflage. Verlag Vieweg & Sohn.



tretende Gleichrichtereffekt gleich dem Mittelwert des nicht sinusförmigen Anodenstromes δi_a, der dem Anodenruhestrom J_a überlagert ist, im Zeitraum einer Periode:

$$\delta J_a = M(\delta i_a) \tag{1}$$

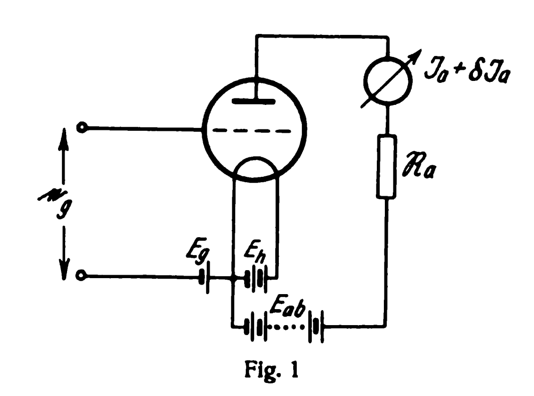


Fig. 1

Der Anodenruhestrom ist eine Funktion der Steuerruhespannung E_{st}:

$$J_a = f(E_{st})$$

Hierbei ist, wenn der Belastungswiderstand den Omschen Bestandteil R_a besitzt:

$$E_{st} = E_g + D \, . \, E_a = E_g + D(E_{ab} - J_a \, . \, R_a) \tag{2}$$

Der Augenblickswert des Anodenstromes i_a ist:

$$i_a = J_a + \delta \, i_a = f(e_{st}) \tag{3}$$

Der Augenblickswert der Steuerspannung ist:

$$e_{st} = e_g + D \, . \, e_a$$

Die Gitterspannung e_g setzt sich aus der konstanten Gittervorspannung E_g und der sinusförmigen Gitterwechselspannung $\mathfrak{e}_g$ zusammen:

$$e_g = E_g + \mathfrak{e}_g$$

Berücksichtigt man zunächst nur den Ohmschen Anteil des Belastungswiderstandes im Anodenkreis, so ergibt sich die Anodenspannung zu:

$$e_a = E_{ab} - (J_a + \delta \, i_a) R_a$$

Demnach beträgt die Steuerspannung:

$$e_{st} = E_g + \mathfrak{e}_g + D(E_{ab} - J_a \, . \, R_a) - D \, . \, \delta \, i_a \, . \, R_a$$

Durch Einführen des Wertes E_{st} aus Gleichung (2) ergibt sich:

$$e_{st} = E_{st} + \mathfrak{e}_g - D \, . \, \delta \, i_a \, . \, R_a \tag{4}$$

Durch Entwicklung von $i_a = f(e_{st})$ nach der Taylor schen Formel folgt hieraus:

$$i_a = f(E_{st}) + f'(E_{st}) \, . \, (\mathfrak{e}_g - D \, . \, \delta \, i_a \, . \, R_a) + \frac{f''(E_{st})}{2} (\mathfrak{e}_g - D \, . \, \delta \, i_a \, . \, R_a)^2 + \ldots$$

Die weiteren Glieder brauchen hier nicht mehr berücksichtigt zu werden. Durch Einsetzen der Werte erhält man die Beziehung:

$$i_a = J_a + S \, . \, \mathfrak{e}_g - S \, . \, D \, . \, \delta \, i_a \, . \, R_a + \frac{\partial S}{\partial E_g} \, . \, \frac{(\mathfrak{e}_g - D \, . \, \delta \, i_a \, . \, R_a)^2}{2}$$

Nach (3) ergibt sich:

$$\delta \, i_a = S \, . \, \mathfrak{e}_g - S \, . \, D \, . \, \delta \, i_a \, . \, R_a + \frac{\partial S}{\partial E_g} \, . \, \frac{(\mathfrak{e}_g - D \, . \, \delta \, i_a \, . \, R_a)^2}{2} \tag{5}$$

Durch Mittelwertbildung findet man:

$$M(\delta \, i_a) = S \, . \, M(\mathfrak{e}_g) - S \, . \, D \, . \, R_a \, . \, M(\delta \, i_a) + \frac{\partial S}{\partial E_g} \, . \, \frac{1}{2} M(\mathfrak{e}_g - D \, . \, \delta \, i_a \, . \, R_a)^2$$

$$M(\mathfrak{e}_g) = 0; \qquad M(\delta \, i_a) = \delta \, J_a$$

Demnach ist der Gleichrichtereffekt:

$$\delta \, J_a = - S \, . \, D \, . \, R_a \, . \, \delta \, J_a + \frac{\partial S}{\partial E_g} \, . \, \frac{1}{2} M(\mathfrak{e}_g - D \, . \, \delta \, i_a \, . \, R_a)^2 \tag{6}$$

Ersetzt man näherungsweise die Kennlinie durch eine Gerade mit der Steilheit S, so folgt für den Mittelwert des quadratischen Gliedes, wenn das Korrekturglied $D^2 \, . \, R_a^{\,2} \, . \, J_a^{\,2}$ vernachlässigt wird:

$$M(\mathfrak{e}_g - D \, . \, S i_a \, . \, R_a)^2 = \mathfrak{e}_{g\,eff}^{\,2} \left(\frac{R_i}{R_a + R_i}\right)^2$$

Aus (6) ergibt sich dann unter Berücksichtigung dieses Wertes der Gleichrichtereffekt[3]) zu:

$$\delta \, J_a = \frac{\partial S}{\partial E_g} \, . \left(\frac{R_i}{R_a + R_i}\right) . \, \frac{\mathfrak{E}_g^{\,2}}{4} \left(\frac{R_i}{R_a + R_i}\right)^2$$

$$= \frac{\partial S_r}{\partial E_g} \, . \, \frac{\mathfrak{E}_g^{\,2}}{4} \, . \left(\frac{R^i}{R_a + R_i}\right) \tag{7}$$

Hierbei ist S_r die Steilheit der Arbeitskennlinie im $J_a - E_g$ Diagramm.

Im Grenzfall, wenn kein Widerstand in den Anodenstromkreis geschaltet wird, ergibt sich die bekannte Möller sche Formel[4])

$$\delta \, J_a = \frac{\partial S}{\partial E_g} \, . \, \frac{\mathfrak{E}_g^{\,2}}{4}$$

In der Regel setzt sich bei Hochfrequenz der Anodenwiderstand aus einem Ohmschen und einem kapazitiven Bestandteil zusammen. Im folgenden soll der für die Praxis wichtige Grenzfall betrachtet werden, daß der kapazitive Widerstand des Kondensators für die gleichzurichtende Schwingung gegenüber dem Ohmschen Widerstand sehr klein wird. Falls beispielsweise bei Telephonie oder Telegraphie eine modulierte Schwingung gleichzurichten ist, so ist es naturgemäß zur Vermeidung unerwünschter Frequenzabhängigkeiten wichtig, daß die Abklingzeit des Systems Kapazität-Widerstand immer klein gegen die Periodendauer der Modulationsschwingung bleibt.

Bei stark kapazitiver Belastung des Anodenkreises ergibt sich ein von (7) abweichender Gleichrichtereffekt.

Die Anodenstromänderung $\delta \, i_a$ gegenüber dem Anodenruhestrom setzt sich aus einem Wechselanteil und einem Gleichanteil, dem Gleichrichtereffekt zusammen. Unter der erwähnten Annahme kann der Wechselanteil des Spannungsabfalles am Anodenwiderstande vernachlässigt werden. Im Grenzfall ergibt sich dann:

$$\delta \, i_a \, . \, \mathfrak{R}_a = \delta \, J_a \, . \, R_a$$

Diesen Wert führt man in Gleichung (5) ein und bildet wieder den Mittelwert:

$$\delta \, J_a = - S \, . \, D \, . \, R_a \, . \, \delta \, J_a + \frac{\partial S}{\partial E_g} \frac{1}{2} (\mathfrak{e}_{g\,eff}^{2} + D^2 \, . \, R_a^{\,2} \, . \, \delta \, J_a^{\,2})$$

Ohne daß das Resultat sich wesentlich ändert, kann das Glied mit $\delta \, J_a^{\,2}$ gegenüber $\mathfrak{e}_{g\,eff}^{\,2}$ vernachlässigt werden.

Für den Gleichrichtereffekt ergibt sich daher bei stark kapazitiver Belastung des Anodenkreises folgender Ausdruck:

$$\delta \, J_a = \frac{\partial S}{\partial E_g} \, . \, \frac{R_i}{R_a + R_i} \, . \, \frac{\mathfrak{E}_g^{\,2}}{4} \tag{8}$$

[3]) F. Ollendorff gelangt in seinem vorzüglichen Lehrbuch: „Die Grundlagen der Hochfrequenztechnik" auf Grund ähnlicher Ueberlegungen zu einer analogen Beziehung.

[4]) l. c.



Zu dem gleichen Resultat gelangt man, wenn in Gleichung 7 berücksichtigt wird, daß bei stark kapazitiver Belastung des Anodenkreises dynamisch $S_r = S$ wird. Gegenüber der Gleichrichtung bei rein Ohmschen Anodenwiderständen ist also der Gleichrichtereffekt durch die Parallelschaltung eines genügend großen Kondensators im Verhältnis $\left(\frac{R_a + R_i}{R_i}\right)^2$ gewachsen. Der Gleichrichtereffekt nach (9) ist im Verhältnis $\frac{R_i}{R_a + R_i}$ kleiner als der Gleichrichtereffekt, der sich aus der oben erwähnten Möllerschen Formel ergibt. Wenn es darauf ankommt, dem Gitter einer folgenden Röhre möglichst große Spannungsschwankungen $\partial J_a \cdot R_a$ zuzuführen, ist daher die Parallelschaltung eines Kondensators zum Kopplungswiderstand von außerordentlicher Bedeutung.

Bei induktiver Belastung des Anodenkreises lautet Gleichung (4), wenn der Ohmsche Widerstand der Induktivität L gegenüber ihrem induktiven Widerstand $\mathfrak{R}_a$ zu vernachlässigen ist:

$$e_{st} = E_{st} + e_g - D \,.\, \delta\, i_a \,.\, \mathfrak{R}_a \tag{4a}$$

Hierbei ist:

$$E_{st} = E_g + D \,.\, E_{ab}$$

Durch eine Entwicklung, die der oben gegebenen entspricht, ergibt sich für (5):

$$\delta\, i_a = s \,.\, e_g - S \,.\, D \,.\, \delta\, i_a \,.\, \mathfrak{R}_a + \frac{\partial s}{\partial E_g} \cdot \frac{(e_g - D \,.\, \delta\, i_a \,.\, \mathfrak{R}_a)^2}{2} \tag{5a}$$

Da der Ohmsche Bestandteil von $\mathfrak{R}_a$ zu vernachlässigen sein soll, so stellt $\delta\, i_a \,.\, \mathfrak{R}_a$ allein den Wechselspannungsabfall am Anodenwiderstand dar. Bei der Mittelwertbildung kann $M(S \,.\, D \,.\, \delta\, i_a \,.\, \mathfrak{R}_a)$ daher unberücksichtigt bleiben. Dann ergibt sich, wenn man wieder näherungsweise setzt:

$$\delta\, i_a = \frac{e_g}{D} \, \frac{1}{\mathfrak{R}_a + R_i}$$

für den Gleichrichtereffekt entsprechend (7) folgender Ausdruck:

$$\delta\, J_a = \frac{\partial S}{\partial E_g} \left(\frac{R_i}{\mathfrak{R}_a + R_i}\right)^2 \frac{\mathfrak{E}_g^2}{4} = \frac{\partial \mathfrak{S}_r}{\partial E_g} \cdot \frac{\mathfrak{E}_g^2}{4} \tag{7a}$$

Hierbei ist $\mathfrak{S}_r$ die Steilheit der scheinbaren Arbeitskennlinie. Bei Schwankungen von S sind die Änderungen von $\mathfrak{S}_r$, die für die Größe der Verzerrungen maßgebend sind, um $\left(\frac{R_i}{\mathfrak{R}_a + R_i}\right)^2$ kleiner.

Meßergebnisse.

Nach den sich aus der Theorie ergebenden Gesichtspunkten wurden Messungen durchgeführt, von denen einige wichtigere in den folgenden Zeilen wiedergegeben und besprochen werden sollen. Die konstante, sinusförmige Schwingung bestimmter Frequenz und Amplitude wurde mit einer Anordnung erhalten, die schon an anderer Stelle beschrieben worden ist.[5]) Um irgendwelche schwer übersehbaren kapazitiven Einflüsse (insbesondere auch durch die Gitter-Anoden-Kapazität) zu vermeiden, wurden die meisten Messungen mit Niederfrequenz ($f = 800$ Hertz) und nur gelegentlich Kontrollmessungen mit Hochfrequenz ausgeführt. Die Messung der Wechselspannungen erfolgte in der Regel durch ein sehr empfindliches Einfadenelektrometer. Die Anordnung ist in Fig. 2 schematisch dargestellt.

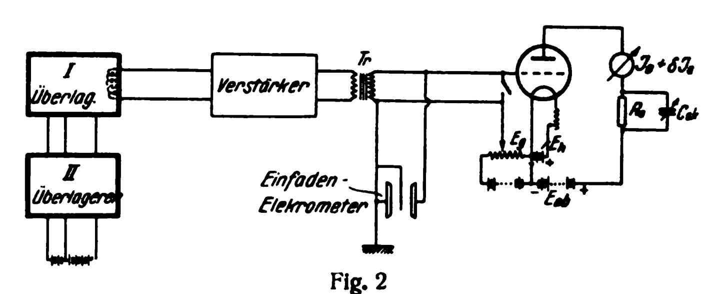


Fig. 2

In den zunächst wiedergegebenen Messungen wurde die Änderung des mittleren Anodenstromes festgestellt, die eintrat, wenn dem Gitter der betreffenden Röhre eine Wechselspannung mit dem Scheitelwert 1 Volt zugeführt wurde. Außer durch das Elektrometer wurde die Eingangsspannung, wenn es sehr auf ihre absolute Größe ankam, noch durch den bestimmten Gleichrichtereffekt bei einer sehr genau bekannten statischen Röhrenkennlinie kontrolliert (vgl. Fig. 3). Der Theorie entsprechend muß

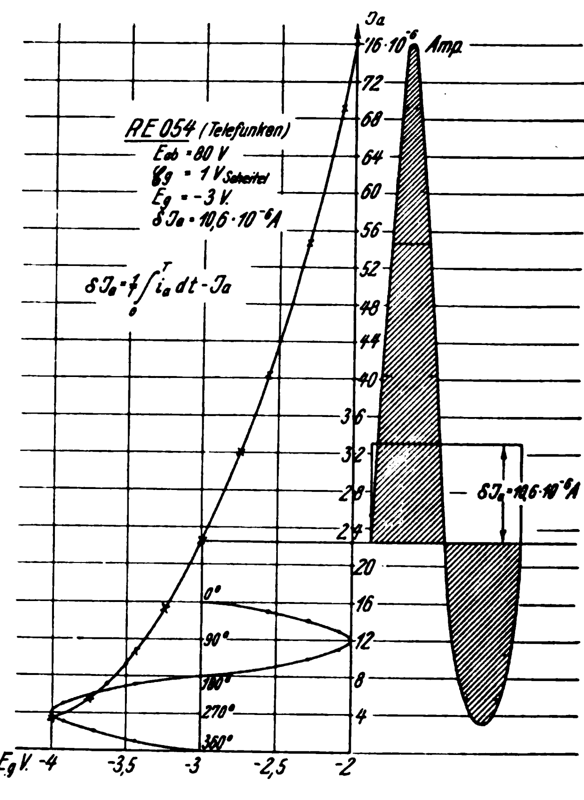


Fig. 3

statisch der Gleichrichtereffekt an der Stelle besonders wirksam sein, wo $\frac{\partial S}{\partial E_g}$ ein Optimum hat. Dieses Optimum hängt natürlich sehr von dem Wert des gebrochenen Exponenten im $E_{st}^{\frac{r}{q}}$ Gesetz ab. Bei den üblichen Verstärkerröhren ist in der Regel der Gleichrichtereffekt bei der Gitterspannung am größten, wo der gekrümmte Teil der Kennlinie in den (z. B. durch den Einfluß der Sättigung) geradlinigen übergeht.

Zur experimentellen Prüfung der Gleichrichtereigenschaften bei rein Ohmscher Belastung des Anodenkreises wurde eine Spannungsverstärkerstufe mit hohem äußeren

[5]) M. v. Ardenne: „Ueber die Dimensionierung von Niederfrequenzverstärkern mit Widerstandskoppelung, unter besonderer Berücksichtigung der Verzerrungen". E. T. Z. 48, S. 36, 1927, Heft 2, und M. v. Ardenne: „Zur Messung der Spannungsverstärkung bei Niederfrequenzverstärkern". E. und M. Wien, 1927.



Widerstand (3,1·10⁶ Ohm) und einer Röhre mit kleinem Durchgriff (*RE* 054; $D \approx 3{,}8\%$) untersucht. Aus der Fig. 4 sind der Verlauf der statischen Kennlinien mit und ohne äußeren Widerstand und die Betriebsspannungen zu entnehmen. Die Messung (Fig. 5) gibt den Gleichrichtereffekt bei der Arbeitskurve (Fig. 4) für eine Gitterspannung mit dem Scheitelwert 1 Volt (= 0,7 V_{eff}) wieder. Trotzdem bei der Meßanordnung (Fig. 2) der Transformator Tr. die Spannung herabtransformierte und seine Sekundärseite einen relativ kleinen Widerstand besaß, wurde doch die Eingangsspannung bei Einsetzen der Gitterströme (siehe Fig. 4) merklich vermindert. Wie aus der Ablesung am Elektrometer hervorging, wurde die Belastung jedoch erst bei schwächeren negativen Gittervorspannungen als etwa 0,8 Volt merklich. Hierauf ist es auch zurückzuführen, daß der negative Gleichrichtereffekt in Fig. 5, I scheinbar nicht einmal so stark ist, wie der positive Effekt, trotzdem der obere Knick der Arbeitskennlinie bedeutend schärfer als der

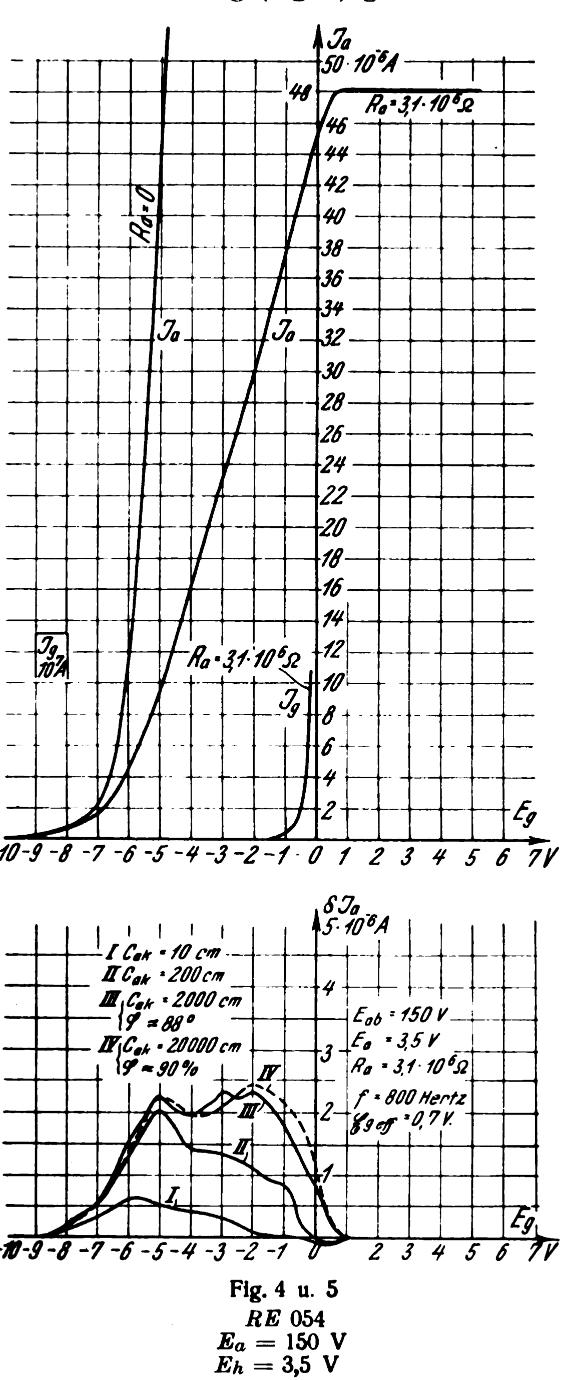


Fig. 4 u. 5
RE 054
$E_a = 150$ V
$E_h = 3{,}5$ V

untere Knick ausgeprägt ist. Interessant ist in der Messung (Fig. 5, I), daß der Gleichrichtereffekt insbesondere in den oberen noch genügend gitterstromfreien Teilen der Arbeitskennlinie außerordentlich schwach ist, trotzdem die statische Kennlinie in diesen Teilen sehr stark gekrümmt ist. Nach der Theorie (7) ist diese Tatsache durchaus zu erwarten, da besonders in den oberen Teilen der Arbeitskennlinie der den Stromwerten entsprechende innere Röhrenwiderstand relativ klein ist und daher

$$\delta J_a = \frac{\partial S}{\partial E_g} \cdot \frac{\mathfrak{E}_g^{\,2}}{4} \left(\frac{R_i}{R_a + R_i} \right)^3$$

fast verschwindet. Bei für die Verstärkung günstiger Dimensionierung (Fig. 4) ist der Ohmsche äußere Widerstand (im Beispiel 3,1·10⁶) meist noch 4—5 mal so groß als der in den oberen Teilen der Arbeitskennlinie wirksame innere Widerstand der Röhre. Infolgedessen ist der Gleichrichtereffekt in diesen Teilen der Arbeitskennlinie nur etwa $\frac{1}{100}$ bis $\frac{1}{200}$ desjenigen, der auf den entsprechenden Teilen der statischen Kennlinie auftreten würde. Diese Tatsache hat im Grunde genommen erst die Verwendung der vom Verfasser vorgeschlagenen Widerstandsverstärker mit hohen Anodenwiderständen, Röhren

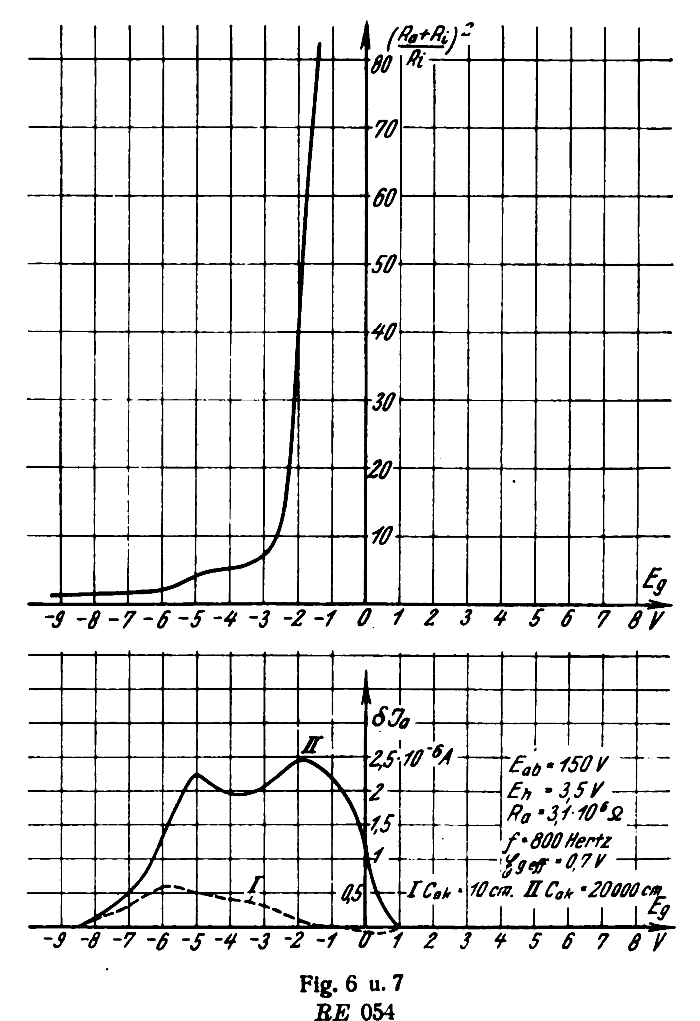


Fig. 6 u. 7
RE 054

mit kleinen Durchgriffen und normalen Anodenspannungen für Telephoniezwecke ermöglicht. Bemerkenswert ist hier, daß sich bei Verstärkern mit induktivem Anodenkreise, wie weiter unten gezeigt werden wird, eine ganz entsprechende Tatsache feststellen läßt. Die Messungen des Gleichrichtereffektes bei rein Ohmscher Belastung (Fig. 5, I) zeigten

eine gute Übereinstimmung mit den sich nach Gleichung (7) ergebenden Werten.

Sobald parallel zum Ohmschen Anodenwiderstand R_a eine Kapazität C_{ak} gelegt wird, deren Widerstand nicht mehr zu vernachlässigen ist, steigt der Gleichrichtereffekt je nach der Verringerung der Anodenwechselspannung ($e_g \cdot V$) sehr stark an. (Siehe hierzu die Messungen Fig. 5, II—IV.) Bei stark kapazitiver Belastung ist der Gleichrichtereffekt um $\left(\frac{R_a + R_i}{R_a}\right)^2$ größer als bei rein Ohmscher Belastung. Wie die Fig. 6 und 7 zeigen kann der Gleichrichtereffekt im oberen Bereich der Arbeitskennlinie durch einen genügend großen Parallelkondensator auf den 50 bis 100 fachen Betrag vergrößert werden. In dem Beispiel ist die Anodengleichrichtung mit Kondensator über einen Gitterspannungsbereich von mehreren Volt etwa 4 mal so empfindlich, als die Gleichrichtung ohne Kondensator im günstigsten Arbeitspunkt. In Fig. 8 und 9 ist eine Anordnung untersucht worden, deren Abmessungen so gewählt wurden, daß ein übersichtlicher Vergleich der verschiedenen Kurven möglich ist.

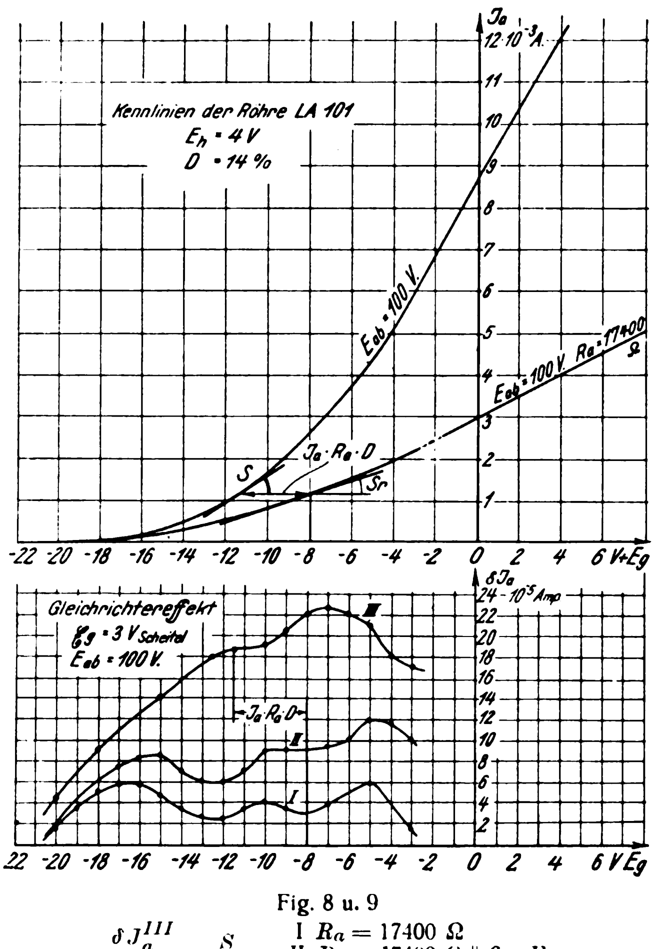


Fig. 8 u. 9

$$\frac{\delta J_a^{III}}{\delta J_a^{II}} = \frac{S}{S_r} \qquad \begin{array}{l} \text{I } R_a = 17400\ \Omega \\ \text{II } R_a = 17400\ \Omega \parallel 6\ \mu F \\ \text{III } R_a = 0 \end{array}$$

Wenn es darauf ankommt, sehr große S t r o m - schwankungen (z. B. zur Betätigung eines Relais) bei Einschaltung einer bestimmten Gitterwechselspannung zu erhalten, so empfiehlt es sich selbstverständlich, den Ohmschen Widerstand des Anodenkreises möglichst klein zu halten. Sobald jedoch Wert darauf gelegt wird, dem Gitter einer weiteren Röhre möglichst große S p a n n u n g s s c h w a n k u n g e n $\delta J_a \cdot R_a$ zuzuführen, gelten die gleichen Gesichtspunkte wie bei der Spannungsverstärkung und es empfiehlt sich, möglichst große Ohmsche Widerstände in den Anodenkreis zu legen und den inneren Widerstand durch Verkleinerung des Durchgriffes etwa auf den Wert $R_i = R_a$ zu bringen. Die Empfindlichkeit der Anodengleichrichtung mit Kapazität in Widerstandsverstärkern ist nicht mehr wesentlich kleiner als die der Gittergleichrichtung. Mit Rücksicht auf die oben erwähnten Nachteile der Gittergleichrichtung ist daher bei Verwendung mehrfacher Niederfrequenzverstärkung diese Art der Anodengleichrichtung sehr überlegen. Bei den Widerstandsverstärkern mit hohen Anodenwiderständen, die neuerdings in einer Schaltung, die im Prinzip der Fig. 10 entspricht, als

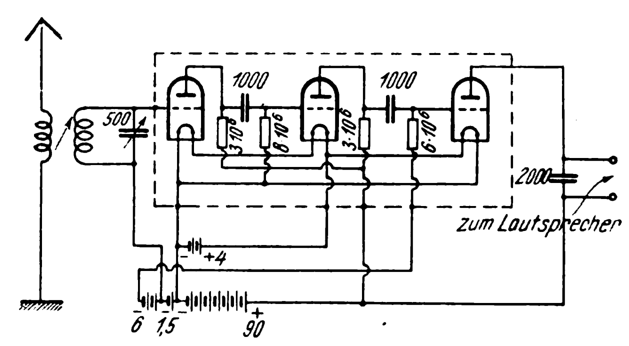


Fig. 10

sogenannte Ortsempfänger eine große Verbreitung gefunden haben, ist der Anodenkreis der ersten Röhre infolge der schädlichen Kapazitäten für die h o h e n F r e q u e n z e n des R u n d f u n k b e r e i c h e s stark kapazitiv belastet. Es tritt daher ein wirksamer Gleichrichtereffekt auf. Für N i e d e r f r e q u e n z, insbesondere für die Frequenzen des mittleren Hörbereiches arbeitet der g l e i c h e Verstärker jedoch nahezu v e r z e r r u n g s f r e i, weil dann die kapazitive Belastung fortfällt. Hier bietet sich die Möglichkeit durch geeignete Bemessung des Ohmschen, kapazitiven und auch des induktiven Bestandteiles des Anodenkreises Gleichrichtereffekte nur bei bestimmten mehr oder weniger scharf voneinander getrennten Frequenzbereichen eintreten zu lassen.

Für kleine Gitterwechselspannungen ist das Empfindlichkeitsgesetz der Anodengleichrichtung mit Kapazität nach Gleichung (9) quadratisch. Die Fig. 11 zeigt eine Messung

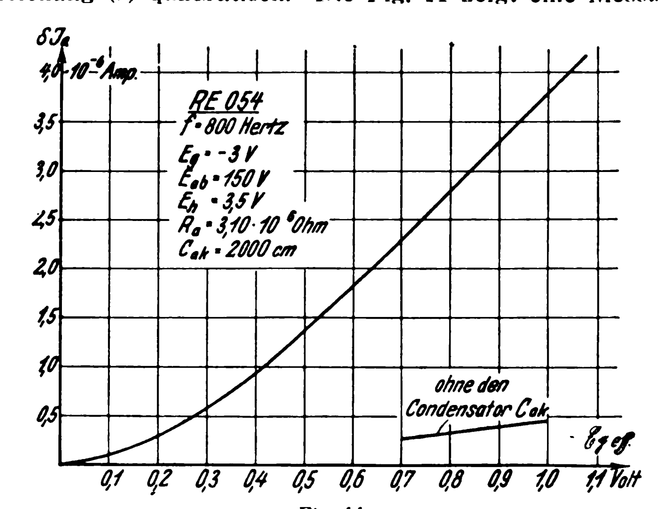


Fig. 11
Abhängigkeit des Gleichrichtereffektes von der Größe der Wechselspannung.

bei der für die angegebenen Abmessungen der Gleichrichtereffekt in Abhängigkeit von der Gitterwechselspannung aufgetragen ist. Die Meßanordnung, die die Herstellung



beliebig kleiner Wechselspannungen bekannter Amplitude gestattete, ist in der Fig. 12 wiedergegeben; sie stimmt

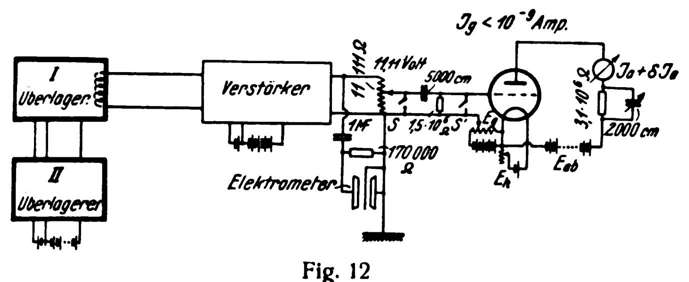


Fig. 12

ebenfalls mit der in einer erwähnten früheren Arbeit beschriebenen Anordnung überein. Die Übertragung der Wechselspannung über einen Kondensator ist bei der Messung, um die Audiongleichrichtung zu vermeiden, naturgemäß nur bei Gittervorspannungen zulässig, wo noch keine Gitterströme fließen. Das Vorhandensein positiver oder negativer Gitterströme wird am besten nach Ausschaltung der Wechselspannung (durch Betätigung des Schalters *S*) durch Überbrückung des Gitterableitewiderstandes (*S*) festgestellt. Sobald bei der Überbrückung des Gitterableitewiderstandes eine Anodenstromschwankung eintritt sind merkliche Gitterströme vorhanden.[6])

Die bisher wiedergegebenen Messungen wurden aus dem angeführten Grunde mit Niederfrequenz durchgeführt. Die Abb. 13, I und II und 15 zeigen zwei mit Hochfrequenz vorgenommene Messungen. Wie zu erkennen, ist der gleiche trapezförmige Verlauf der Kurven, wie in den früheren Messungen zu beobachten. Der Grund dafür, daß der Gleichrichtereffekt im Gebiet der Gitterströme stärker ausgeprägt ist als bei den Messungen mit Niederfrequenz liegt einfach darin, daß der innere Widerstand des angelegten Schwingungskreises verhältnismäßig klein war und

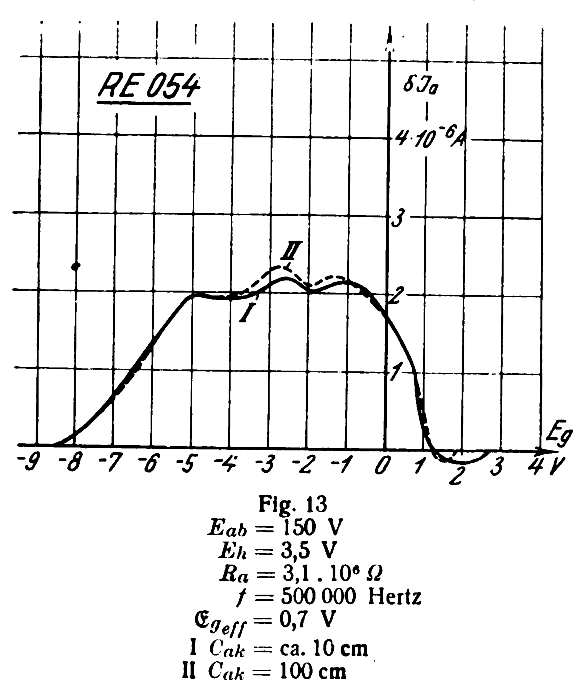


Fig. 13
$E_{ab} = 150$ V
$E_h = 3{,}5$ V
$R_a = 3{,}1 \cdot 10^6\ \Omega$
$f = 500\,000$ Hertz
$\mathfrak{E}_{g_{eff}} = 0{,}7$ V
I $C_{ak} =$ ca. 10 cm
II $C_{ak} = 100$ cm

daher die Wechselspannung durch die Belastung der Gitterströme nicht wesentlich verringert wurde. Die Messungen, die mit einer Frequenz von 500 000 Hertz ausgeführt wurden, zeigen, daß bei dieser Frequenz die wirksamen Röhrenkapazitäten, die bei dem vorhandenen Aufbau etwa 10—20 cm betrugen, vollkommen ausreichen, um einen empfindlichen Gleichrichtereffekt zu ergeben. Die Parallelschaltung eines besonderen Kondensators von 90 cm bringt, wie aus der Messung (Abb. 13, II) hervorgeht, nur eine ganz unwesentliche Verbesserung hervor. Der Grund dafür, daß bei sehr stark kapazitiver Belastung der Gleichrichtereffekt in einem größeren Gitterspannungsbereich ziemlich konstant ist, liegt darin, daß in dem in Frage kommenden Anodenstrombereich mit wachsendem Anodenstrom die Krümmung $\frac{\delta S}{\delta E_g}$ zunimmt und $\frac{R_i}{R_a + R_i}$ etwa im selben Verhältnis abnimmt. (Die Tatsache, daß die Kennlinienkrümmung bei den üblichen Verstärkerröhren, insbesondere wegen des Spannungsabfalles am Heizfaden, bei kleinen Anodenströmen sehr viel geringer, als bei höheren Anodenströmen ist, darf nicht übersehen werden, wenn die Frage erörtert wird, ob bei Widerstandsverstärkern ein größerer oder kleinerer Anodenwiderstand günstiger ist.) Größere Kondensatoren sind aus dem schon im theoretischen Abschnitt angegebenen Grunde unvorteilhaft bei Telephonie. Bei längeren Wellen und auch bei dem kapazitätsarmen Aufbau der Mehrfachröhren kann dagegen die Parallelschaltung eines entsprechenden Kondensators zum Anodenwiderstand der Gleichrichterröhre zweckmäßig sein.

Ein weiteres Anwendungsgebiet der Anodengleichrichtung mit kapazitiver Belastung liegt in der Meßtechnik. Insbesondere ist es möglich, empfindliche Röhrenvoltmeter zu bauen, die sich zur Messung von Wechselspannungen nahezu beliebig hoher Frequenz eignen (die Rückwirkung der Anodenwechselspannung fällt natürlich mit dieser fort) und bei Verwendung eines ausreichend großen Belastungskondensators mit Niederfrequenz geeicht werden können. Sehr gut geeignet ist diese Art der Anodengleichrichtung auch zur Herstellung von Schreibgleichrichtern mit zwei Röhren.

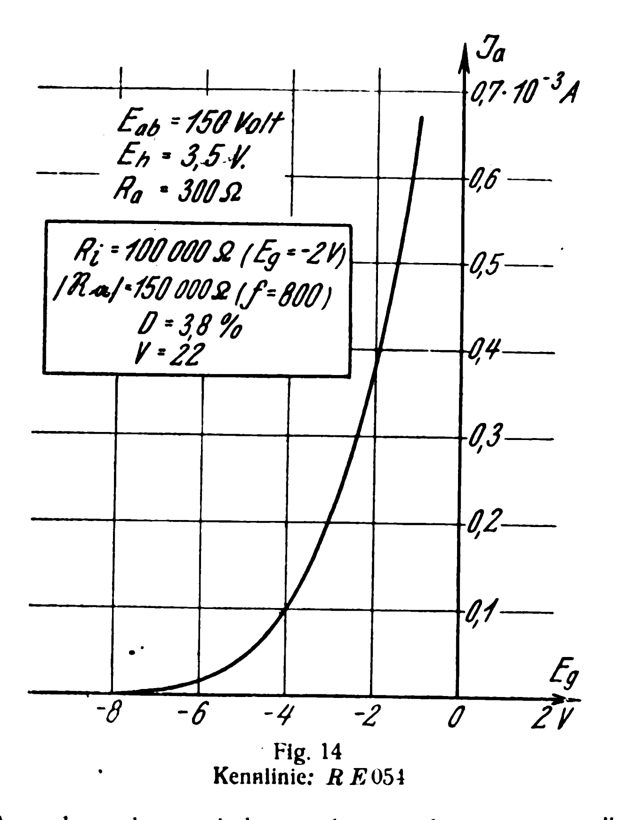


Fig. 14
Kennlinie: *R E* 054

Aus den oben wiedergegebenen theoretischen Überlegungen folgt, daß bei stark induktiver Belastung des Anodenkreises der Gleichrichtereffekt verschwindet, auch

[6]) Vgl. M. v. Ardenne: „Ueber eine einfache Methode zur in direkten Messung von Gitterströmen". Dieses Jahrbuch 29. S. 88, 1927, Heft 3.



dann, wenn die statische Röhrenkennlinie noch gekrümmt ist. Diese Folgerung findet sich experimentell bestätigt. In Fig. 14 ist die Kurve eine Röhre mit kleinem Durchgriff wiedergegeben. Die Kurve ist (wie zu erwarten) stark gekrümmt. Wie die Messung (Fig. 15, I)

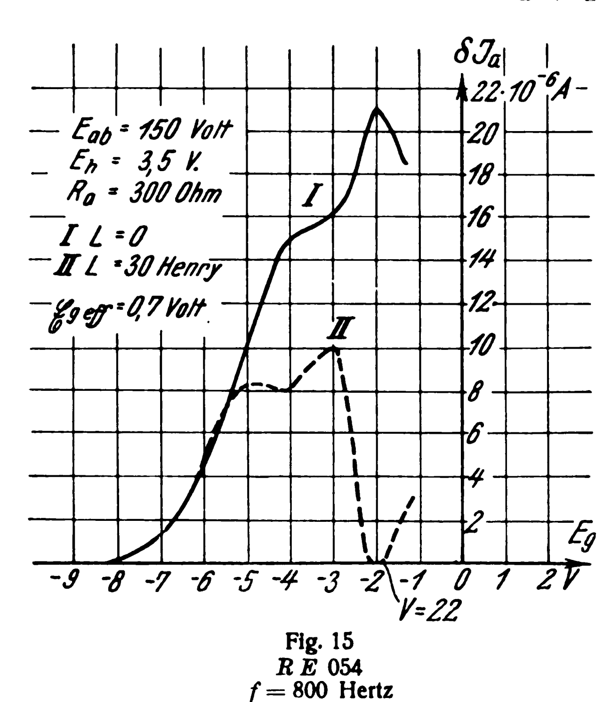


Fig. 15
RE 054
$f = 800$ Hertz

zeigt, ist der Gleichrichtereffekt bei allen in Frage kommenden Gitterspannungen stark ausgeprägt. Sobald statt des Ohmschen Anodenwiderstandes von 300 Ohm eine Drossel mit dem gleichen Ohmschen Widerstand und einer Selbstinduktion von 30 Henry eingeschaltet wurde, nahm der Gleichrichtereffekt (entsprechend der geringeren Krümmung der resultierenden Arbeitskennlinie; siehe auch oben) stark ab und ging teilweise auf Null zurück (Messung Fig. 15, II)[7]. Bemerkenswert ist, daß die Spannungsverstärkung der untersuchten Röhrenanordnung mit v = 22 sehr groß war. Da beispielsweise bei der Gitterspannung von 2 Volt keine Verzerrung durch einen Gleichrichtereffekt beobachtet werden konnte, so scheinen diese Abmessungen für den Bau von Verstärkern recht günstig zu sein. Trotzdem ist Verstärkern mit diesen Abmessungen wohl keine all zu große Bedeutung beizumessen, weil Frequenzabhängigkeiten durch die Drosseln kaum vermeidbar und Amplitudenabhängigkeiten durch die notwendigen Eisenkerne wahrscheinlich sind. Außerdem dürfte es kaum möglich sein, Drosseln für Niederfrequenz mit induktiven Widerständen von einigen 100 000 Ohm oder noch besser von einigen 1 000 000 Ohm so billig herzustellen wie Ohmsche Widerstände. Eine gewisse Bedeutung dürfte die Feststellung, daß der Gleichrichtereffekt bei induktiver Belastung abnimmt, auch für die Einstellung und Dimensionierung von Transformatorenverstärkern haben.

[7]) Bei stark induktiver Belastung des Anodenkreises oder allgemeiner bei großem Anodenwiderstande liegt der günstigste Arbeitspunkt also nicht mehr auf der Mitte des linearen Teiles der statischen Röhrenkennlinie. — Durch das Elektrometer wurde kontrolliert, daß die Eingangsspannung konstant blieb (Gitter-Anodenkapazität!).

Zusammenfassung.

Die Größe des durch die Krümmung der Anodenstromkennlinie entstehenden Gleichrichtereffektes in Abhängigkeit von dem Wert und der Art des Widerstandes im Anodenkreise wird untersucht. Den Gesichtspunkten der Praxis entsprechend, wird in erster Linie Wert darauf gelegt, festzustellen, wann der Gleichrichtereffekt besonders groß ist (für den Bau empfindlicher Gleichrichter) und unter welchen Bedingungen er sehr klein ist (für die Herstellung verzerrungsfreier Verstärker).

(Eingegangen am 28. 12. 1926.)

Über eine einfache Methode zur indirekten Messung von Gitterströmen.

Von **Manfred von Ardenne.**

Bei der Dimensionierung von Röhrengeräten ist es wichtig, die Gitterstromkennlinie einer Röhre oder Röhrentype zu kennen. Die Größenordnung der Gitterströme bei Empfangsanordnungen ($10^{-10} \div 10^{-6}$ Ampere) bedingt außerordentlich empfindliche Meßinstrumente, wie Spiegelgalvanometer o. a., die eine gewisse Behutsamkeit erfordern und auch nicht überall vorhanden sind.

In den folgenden Zeilen soll über eine Methode für Gitterstrommessungen berichtet werden, die mit Instrumenten der Empfindlichkeit $10^{-7} \div 10^{-6}$ Ampere (d. h. mit den handlicheren Zeigerinstrumenten) auskommt und mit diesen die Messung von Gitterströmen in der Größenordnung von $10^{-10} \div 10^{-9}$ Ampere gestattet.

Die Methode beruht auf der Tatsache, daß, wenn Gitterströme fließen, durch den Spannungsabfall an einem eingeschalteten Gitterableitewiderstand R_g das effektive Gitterpotential geändert und dadurch eine scheinbare Verzerrung der Anodenstromkennlinie hervorgerufen wird.

Solange kein Gitterstrom fließt, der an dem Gitterableitewiderstand einen Spannungsabfall hervorruft, fallen die mit und ohne R_g aufgenommenen Anodenstromkennlinien zusammen. Setzen die Gitterströme ein, so wird die mit R_g aufgenommene Kurve abgelenkt.[1]) (Vgl. hierzu Fig. 1.) Zwei Punkten gleicher Anodenstromstärke z. B. den Punkten *A* und *B*) entspricht dann eine Gitterspannungsdifferenz $d\,E_g$. Da in einer Röhre der gleiche Anodenstrom unter sonst gleichen Verhältnissen stets bei derselben wirklichen Gitterspannung fließt, so ist die Spannungsdifferenz $d\,E_g$ gleich dem Spannungsfall am Gitterableitewiderstand R_g, d. h. es ist $d\,E_g = I_g \cdot R_g$. Da R_g bekannt ist, kann der Gitterstrom leicht ermittel werden aus:

$$I_g = \frac{d\,E_g}{R_g} \tag{1}$$

Wenn der Abstand der Punkte *B* und *C* (Fig. 1) mit $d\,I^a$ bezeichnet wird, dann ergibt sich für die Steilheit *S*, die in

[1]) Für viele Fälle ist es ausreichend zu wissen, bei welcher Gitterspannung die Gitterströme einsetzen. Es genügt dann, aus den beiden Anodenstromkennlinien die Gitterspannung zu bestimmen, wo die beiden Kennlinien sich zu trennen beginnen.

diesem kleinen Bereiche meist als konstant angenommen werden kann, folgende Beziehung:

$$S = \frac{d\,I_a}{I_g \cdot R_g} \tag{2}$$

In diesem Ausdruck bedeutet das Verhältnis $\frac{d\,I_a}{I_g}$ die „Empfindlichkeit" dieser Methode. Diese Zahl gibt an, mit

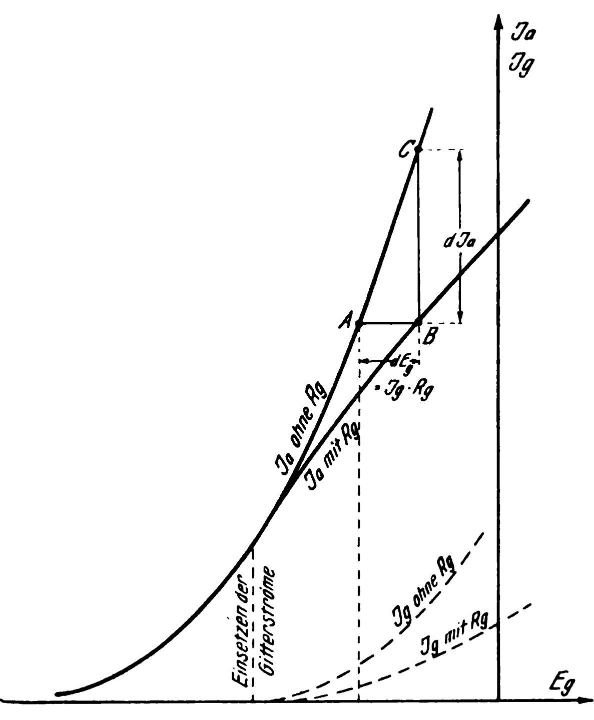


Fig. 1
Prinzip der Meßmethode
$S = \frac{d\,I_a}{I_g \cdot R_g}$

wievielmal größeren Strömen die Gitterströme gemessen werden können. Da

$$\frac{d\,I_a}{I_g} = S \cdot R_g \tag{2a}$$

ist, gibt die rechte Seite dieser Gleichung ein einfaches Maß für die Empfindlichkeit des Meßverfahrens. Die Empfindlichkeit könnte theorethisch durch Anwendung entsprechend großer Ableitewiderstände bis in das Unendliche gesteigert werden. Praktisch ist es jedoch wegen der Isolationswiderstände, die bei sorgfältigem Aufbau in der Größenordnung von 500—1000 Megohm liegen, nicht empfehlenswert, größere Gitterableitewiderstände als $30—50 \cdot 10^6$ Ohm zu wählen.

Bei einer mittleren Steilheit von $S = 3{,}75 \cdot 10^{-4}$ Amp/Volt und einem Gitterableitewiderstand von $R_g = 26{,}9 \cdot 10^6$ Ohm (vgl. Fig. 4) ist eine Empfindlichkeit vorhanden von

$$S \cdot R_g = \sim 10\,000$$

Das bedeutet, daß beispielsweise mit Meßinstrumenten der Größenordnung 10^{-6} Ampere (also mit Zeigerinstrumenten) noch Gitterströme von 10^{-10} Ampere festgestellt werden können.

Ähnliche Verhältnisse liegen vor, wenn Gitterstrommessungen bei den Spannungsverstärkerstufen eines Widerstandsverstärkers unter den Arbeitsverhältnissen vorgenommen werden sollen. Nur ist dort die Steilheit der Arbeitskennlinie S_r ca. $1 \cdot 10^{-5}$ Amp/Volt) erheblich kleiner und mit ihr die Empfindlichkeit der Methode. Man kann sich hier helfen, indem man die Spannungsverstärkung der Röhre, die bei gegebenem Anodenwiderstand mit S_r konstant ist, ausnutzt und die Spannungsänderung $d\,E_a$ an der Röhre, die entsprechend der Verstärkung V größer als die Gitterspannungsdifferenz $d\,E_g$ ist, durch ein Elektrometer mißt. Es gilt dann folgende Beziehung:

$$I_g = \frac{d\,E_a}{V \cdot R_g} \tag{3}$$

Auf diese Weise lassen sich bei geeigneter Dimensionierung mit einem Elektrometer, das noch 0,1 Volt Spannungsunterschiede abzulesen gestattet, Gitterströme von 10^{-10}—10^{-9} Ampere messen.[2])

Nach der angegebenen Methode wurden mit der Meßanordnung (Fig. 2) Gitterstrommessungen ausgeführt. Der

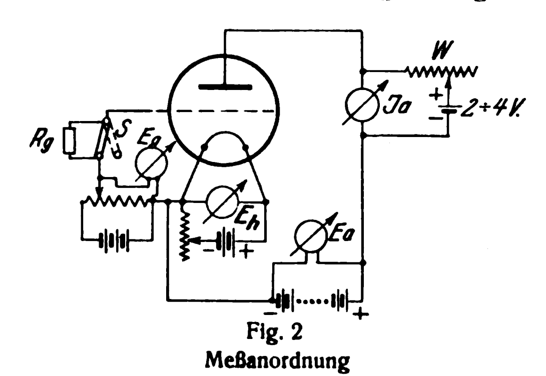


Fig. 2
Meßanordnung

Fig. 3
Kennlinien der Röhre RE 054 (Telefunken) bei verschiedenen Gitterableitewiderständen.
$E_a = 150\ V$
$E_h = 3{,}5\ V$

Schalter S dient zur Zwischenschaltung des Gitterableitewiderstandes R_g. Beim Anodenstrommesser ist eine Kompensationsanordnung angebracht worden, die notwendig ist, da die zur Messung erforderlichen empfindlichen Instrumente im allgemeinen nicht den für den Anodenstrom nötigen Meßbereich besitzen. Die geringe Gegenspannung, die durch die Kompensationsanordnung entsteht, kann bei

[2]) Gut geeignet ist hier das Wulf'sche Einfadenelektrometer in der neuen Ausführung von Leybold Nachf., Köln.

den viel größeren Anodenspannungen ohne weiteres vernachlässigt werden.

Falls nur größere Gitterströme als 10^{-8} Ampere gemessen werden sollen, wird man bei den Steilheiten der üblichen Röhren ohne Kompensation mit 10^{-4} Ampere-Instrumenten auskommen.

In Fig. 3 sind Kurven wiedergegeben, die an der Röhre *RE* 054 Telefunken in der besprochenen Weise bei verschiedenen Gitterableitewiderständen aufgenommen wurden. Im Einsatzgebiet der Gitterströme ist es empfehlenswert, R_g groß zu wählen, um eine größere Genauigkeit zu erhalten, wogegen in Gebieten nur schwach negativer oder positiver Gitterspannungen ein kleinerer Gitterableitewiderstand (1—5·10^6 Ohm) nicht nur genügt, sondern sogar mit Rücksicht auf die Einfachheit der Messung vorteilhaft ist.

Die Gitterstromkennlinie der gleichen Röhre ist in logarithmischem Maßstabe in Fig. 4 eingetragen. Gitterströme von 10^{-10} Ampere konnten mit dem Zeigerinstrument von 10^{-6} Ampere Empfindlichkeit noch mit genügender Genauigkeit ermittelt werden.

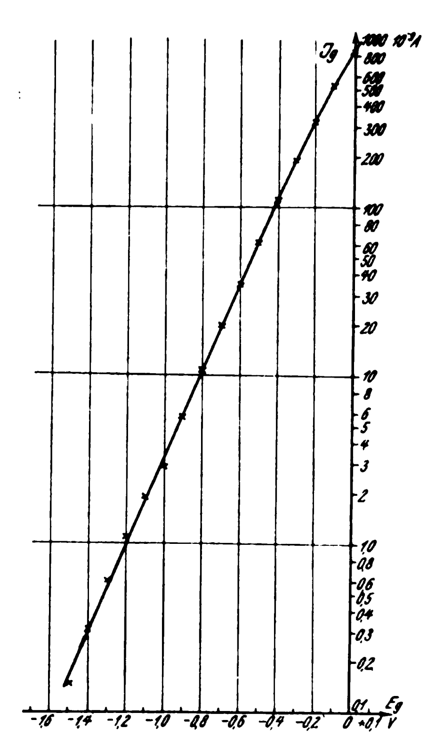


Fig. 4
Gitterstromkennlinie der Röhre R E 054
Ermittelt bei $E_a = 150$ V; $P_h = 3{,}5$ V
$R_g = 26{,}9 \cdot 10^6$ Ohm
$S = 3{,}75 \cdot 10^{-4}$ A/V
Empfindlichkeit $= S \cdot R_g = \sim 10000$-fach

Mit dieser Methode ist natürlich auch der Gasgehalt einer Röhre leicht festzustellen. Im Bereiche der negativen Gitterströme verläuft die mit R_g aufgenommene Kennlinie zunächst oberhalb der normalen Charakteristik um bei $I_g = 0$ diese zu schneiden. Für die in Fig. 5 gemessene Röhre mit Gas ist in Fig. 6 die entsprechende Gitterstromkennlinie wiedergegeben.

Zusammenfassung.

Eine einfache Methode wird angegeben, die beispielsweise bei den üblichen Röhren mit Zeigerinstrumenten der Empfindlichkeit 10^{-3} bis 10^{-4} Ampere Gitterströme von 10^{-7} bis 10^{-8} Ampere zu messen gestattet.

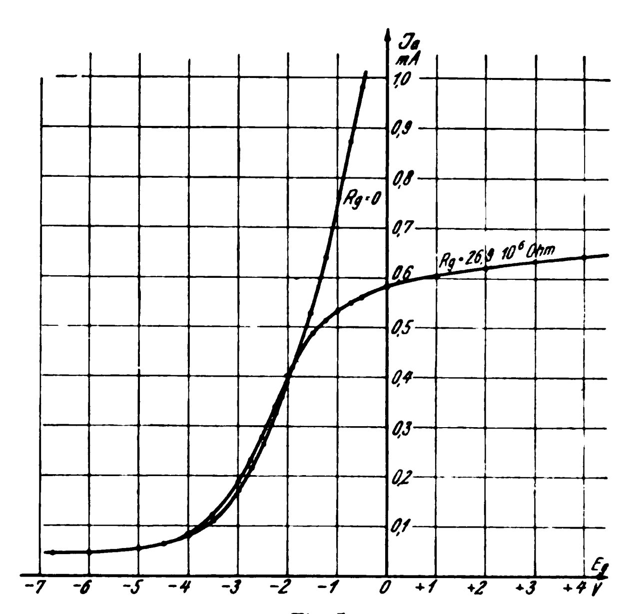


Fig. 5
Kennlinien einer Röhre mit Gas mit und ohne Gitterwiderstand
$E_a = 80$ V

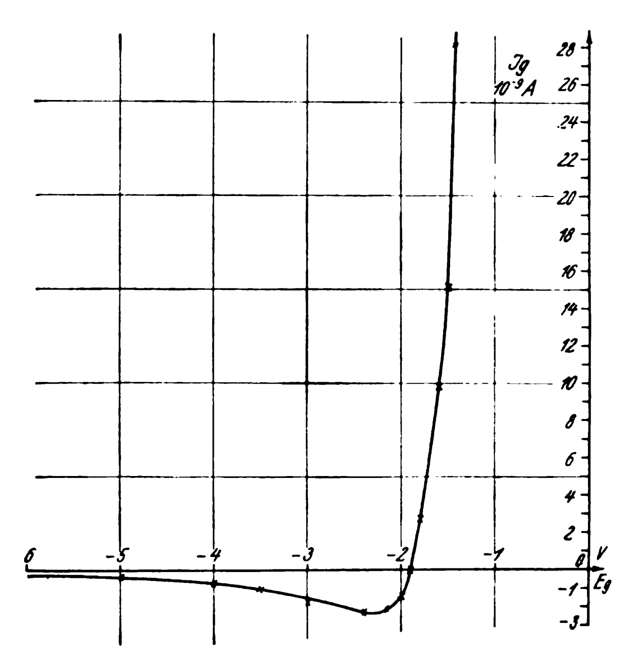


Fig. 6
Gitterstromkennlinie einer Röhre mit Gas
Ermittelt bei $E_a = 80$ V
$R_g = 26{,}9 \cdot 10^6$ Ohm
Vakuumfaktor $= -\frac{I_g}{I_a} = 8{,}5 \cdot 10^{-6}$

Die Methode beruht auf der Tatsache, daß, sobald Gitterströme fließen, durch den Spannungsabfall an einem Ohmschen Widerstand im Gitterkreis sich die Spannung am Gitter ändert und der Anodenstrom hierdurch in bekannter Weise stark beeinflußt wird.

Das Vorhandensein bzw. die Richtung der Gitterströme ist aus der Anodenstromschwankung zu erkennen, die eintritt, wenn der Ohmsche Widerstand im Gitterkreis überbrückt wird.

(Eingegangen am 17. 11. 1926.)



Referate.

L. B. Turner. Bemerkungen über drahtlose Fragen. (Notes on wireless matters.) El. **97,** 42—43, 176, 1926.

Der Verfasser hat sich in dankenswerter Weise der Aufgabe unterzogen, die Formeln, die für die Ausbreitung der Wellen in gewissen extremen, idealisierten Fällen gelten, zusammenzustellen, daraus für eine Reihe von Entfernungen die Werte der Feldstärke zu berechnen und zwar für ein Beispiel, für das tatsächlich Messungen vorliegen, und diese Messungen mit den berechneten Werten zu vergleichen. Die behandelten Fälle (vgl. Fig. 1, die ja wohl ohne weiteres verständlich ist) sind folgende:

a) Ebene Erdoberfläche mit unendlich großem Leitvermögen, Atmosphäre homogener Isolator mit der Dielektrizitätskonstante des Vakuums (Fig. 1a).

$$F = 0.377 \cdot 10^6 \frac{hJ}{\lambda} \cdot \frac{1}{r}$$

wenn hier, wie im folgenden, F die Feldstärke in μVolt/m, h die Antennenhöhe, λ die Wellenlänge, r die Entfernung vom Sender, alle Längen in Kilometer, und J den Antennenstrom in Ampere bedeuten.

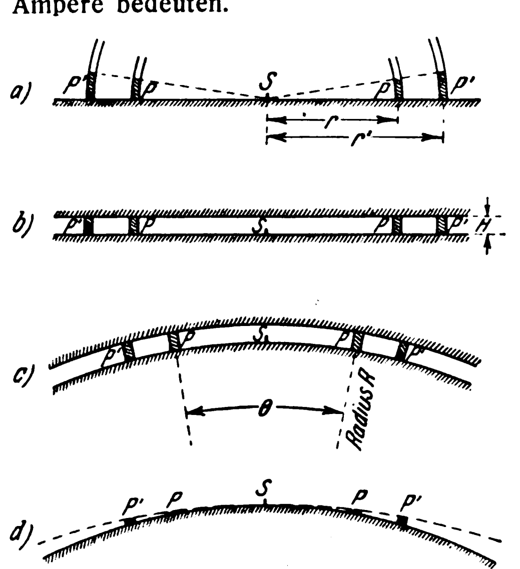


Fig. 1

b) Ebene Erdoberfläche mit unendlich großem Leitvermögen, die Atmosphäre bis zu einer Höhe H ein vollkommener Isolator von der Dielektrizitätskonstante des Vakuums, in der Höhe H eine reflektierende Schicht. Ausbreitung der Wellen in dem Raum zwischen der Erdoberfläche und der reflektierenden Schicht, und zwar parallel zu beiden Schichten (Fig. 1b).

$$F = 3{,}09 \cdot 10^5 \frac{1}{\sqrt{H}} \cdot \frac{hJ}{\lambda} \cdot \frac{1}{\sqrt{r}}$$

b_1) Dieselben Annahmen bezüglich der Erde und Atmosphäre, aber die Ausbreitung der Wellen nicht nur parallel der Erdoberfläche, sondern nach allen Richtungen (vgl. Fig. 2), so daß dann die einzelnen Strahlen bald an der

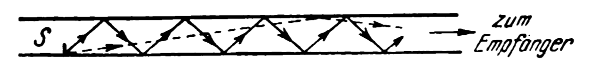


Fig. 2

oberen leitenden Schicht, bald an der Erdoberfläche reflektiert werden. Für den Empfänger soll nur derjenige Strahl in Betracht kommen, der die leitende, obere Schicht so streifend als möglich trifft (vgl. die gestrichelte Linie von Fig. 2).

$$F = 1{,}88 \cdot 10^5 \frac{1}{H} \cdot \frac{hJ}{\sqrt{\lambda}} \cdot \frac{1}{\sqrt{r}}$$

c) Annahmen wie bei b, aber kugelförmige Erdoberfläche (Fig. 1c).

$$F = 3{,}09 \cdot 10^5 \frac{1}{\sqrt{H}} \cdot \frac{hJ}{\lambda} \cdot \frac{1}{\sqrt{r}} \sqrt{\frac{\vartheta}{\sin\vartheta}}$$

(ϑ = Winkel, unter dem die Entfernung r vom Erdmittelpunkt aus erscheint.)

c_1) Annahmen wie bei b_1), aber kugelförmige Erdoberfläche.

$$F = 1{,}88 \cdot 10^5 \cdot \frac{1}{H} \cdot \frac{hJ}{\sqrt{\lambda}} \cdot \frac{1}{\sqrt{r}} \sqrt{\frac{\vartheta}{\sin\vartheta}}$$

d) Kugelförmige Erdoberfläche, Atmosphäre vollkommen isolierend mit der Dielektrizitätskonstanten des Vakuums. In diesem Fall führt nach B. van der Pol die Theorie von G. N. Watson für Entfernungen $r > 140\ \lambda^{1/3}$ zu der geschlossenen Nährungsformel

$$F = 5{,}36 \cdot 10^2 \frac{hJ}{\lambda^{7/6}} \cdot \frac{e^{23{,}9\,\vartheta\,\lambda^{1/3}}}{(\sin\vartheta)^{1/2}}$$

Aus diesen Formeln berechnet nun der Verfasser für die Antennenhöhe h = 0,075 km, einer Wellenlänge λ = 14,1 km und J = 300 Amp. und in den Fällen b, b_1, c und c_1 einer Höhe H der reflektierenden Schicht von 40 km die Feldstärken in verschiedenen Entfernungen. Sie sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt. Beigegeben sind die Feldstärken, die unter diesen Bedingungen an dem Sender Carnarvon durch eine von der Marconi-Gesellschaft veranstaltete Expedition tatsächlich gemessen wurden.

Zu berücksichtigen ist, daß in den Fällen a, b, b_1, c, c_1, keine Art von Absorption in Rechnung gesetzt ist.

Entfernung vom Sender in km .	1000	2000	5000	10 000	15 000
a . . .	600	300	120	60	40
b . . .	760	530	340	240	195
b_1 . . .	275	190	120	86	70
c . . .	760	540	360	300	360
c_1 . . .	275	195	130	110	130
d . . .	296	43	0,28	0,0001	$0{,}0_7 5$
gemessen . .	600	200	40	6	2

Ich füge die Zahlen bei, die sich aus der alten Austinschen Formel

$$F = 0{,}377 \cdot 10^6 \frac{hJ}{\lambda} \cdot \frac{1}{r} \sqrt{\frac{\vartheta}{\sin\vartheta}} \cdot e^{0{,}0015\, r\, \lambda^{0{,}5}}$$

aus der neuen (vgl. ds. Jahrb. **27,** S. 178, 1926)

$$F = 0{,}377 \cdot 10^6 \frac{hJ}{\lambda} \cdot \frac{1}{r} \sqrt{\frac{\vartheta}{\sin\vartheta}}\, e^{-0{,}0014\, r\, \lambda^{0{,}6}}$$

und aus der Sommerfeldschen

$$F = 0{,}377 \cdot 10^6 \frac{hJ}{\lambda} \cdot \frac{1}{r} \sqrt{\frac{\vartheta}{\sin \vartheta}} \cdot e^{-0{,}0919\, r/\lambda^{1/3}}$$

ergeben.

Entfernung in km	1000	2000	5000	10 000	15 000
Alte Austinsche Formel	400	135	15	1,5	0,014
Neue " "	420	165	33	3,9	0,93
Sommerfeldsche "	270	87	7,9	0,03	0,0002

J. Zenneck.

R. A. Heising[1]), J. C. Schelleng[2]) und G. C. Southworth[3]). Messungen über die Ausbreitung von kurzen Wellen. (Some measurements of short wave transmission.) Proc. Inst. Radio Eng. **14**, 613—647; 1926.

Es handelt sich um Messungen im großen Maßstab mit Frequenzen von $2{,}7 \cdot 10^6$ bis $18 \cdot 10^6$/sec. ($\lambda = 111$ bis 16,5 m) auf Entfernungen bis 1000 Meilen, in einzelnen wenigen Fällen auch über den Ozean hinüber nach England. Es wurden im ganzen über 6000 Beobachtungen gemacht und zwar umfaßte jede Beobachtung eine Messung der mittleren und der maximalen Feldstärke, der Stärke der auftretenden Geräusche, der Verständlichkeit von telephonischer Übertragung und die Registrierung von Schwunderscheinungen.

Der Sender in Deal (Long Island) produzierte direkt eine Schwingung von verhältnismäßig niedriger Frequenz, aus der eine Harmonische herausgesiebt und verstärkt wurde. Nach Verstärkung auf ca. 200 Watt wurde sie moduliert und dann durch wassergekühlte Röhren weiter verstärkt und der Antenne zugeleitet. Die Strahlungsenergie war bei $f = 2{,}7 \cdot 10^6$/sec. ($\lambda = 111$ m) ca. 4 kW, bei $f = 9{,}7 \cdot 10^6$/sec. ($\lambda = 31$ m) ca. 1 kW, bei $f = 18 \cdot 10^6$/sec. ($\lambda = 16{,}5$ m) ca. 200 Watt. Die Antenne war bei den meisten Versuchen eine vertikale (vgl. 7) und zwar für die längeren Wellen meist in $^1/_4\,\lambda$ erregt; für die kürzeren Wellen bestand sie aus einem Kupferstab, der im wesentlichen in $\frac{1}{2}\,\lambda$ schwang.

Über das Empfangsmeßgerät soll in einer weiteren Arbeit berichtet werden.

1. Tägliche Änderung der Feldstärke.

Die Änderung der Feldstärke mit der Tageszeit wurde an verschiedenen Stellen in Nordamerika und an einer Stelle in England, ebenso auf einem Schiffe untersucht, das sich auf der Fahrt von New-York nach den Bermuda Inseln befand.

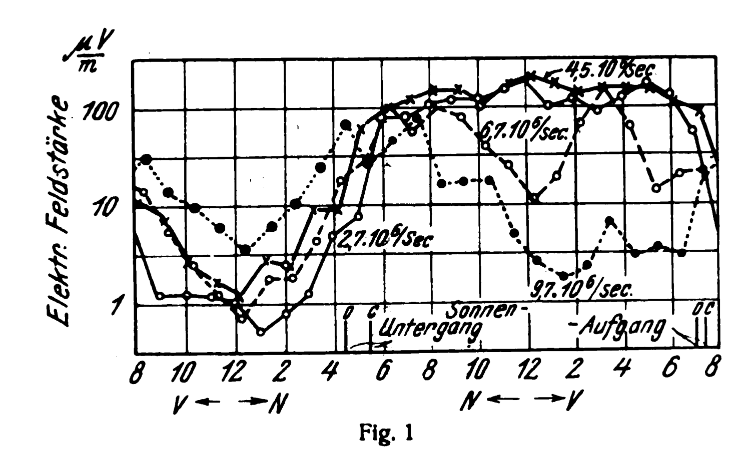


Fig. 1

In Fig. 1 ist eine Kurve wiedergegeben, die in Kolumbus (Georgia) für verschiedene Frequenzen aufgenommen wurde. Während bei den längeren Wellen ($f = 2{,}7 \cdot 10^6$/sec. und $4{,}5 \cdot 10^6$/sec.) ähnlich wie bei kilometerlangen Wellen die niederen Werte der Feldstärke bei Tag, die hohen bei Nacht auftreten, weichen die Erfahrungen bei kurzen Wellen erheblich davon ab: bei ihnen ist auch in der Mitte der Nacht ein Minimum vorhanden, das niedriger sein kann, als das Minimum bei Tag (siehe unten).

2. Abhängigkeit der Feldstärke von der Entfernung.

Wie die Feldstärke von der Entfernung abhängt, ist in Fig. 2 ($f = 2{,}7 \cdot 10^6$/sec., $\lambda = 111$ m),
" 3 ($f = 4{,}5 \cdot 10^6$/sec., $\lambda = 66$ m) und
" 4 ($f = 6{,}7 \cdot 10^6$/sec., $\lambda = 45$ m) dargestellt. In diesen

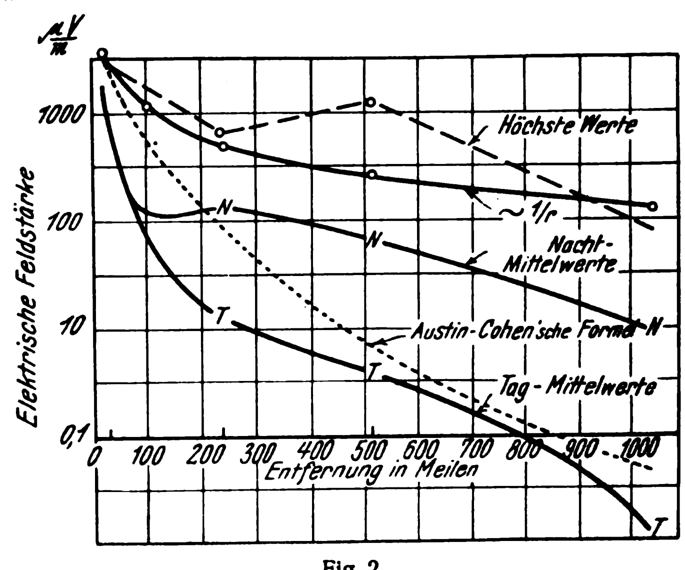


Fig. 2

$f = 2{,}7 \cdot 10^6$/sec; $\lambda = 111$ m

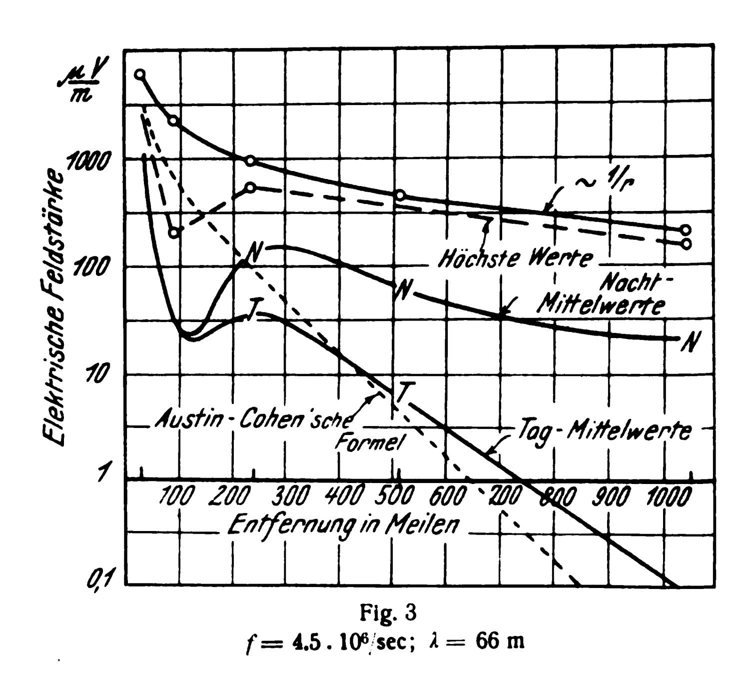


Fig. 3

$f = 4{,}5 \cdot 10^6$/sec; $\lambda = 66$ m

Figuren sind außer den Mittelwerten der Messungen bei Tag bzw. bei Nacht auch die höchsten gemessenen Werte eingetragen. Zum Vergleich sind die Kurven beigegeben,

[1]) Laboratorien der Bell Telephone Co.
[2]) Am. Telephone und Telegraph Co.

die man erhalten müßte, wenn die Feldstärke einfach umgekehrt proportional der Entfernung $\left(\sim \frac{1}{r}\right)$ wäre und ebenso auch diejenigen, die aus der Austin-Cohenschen

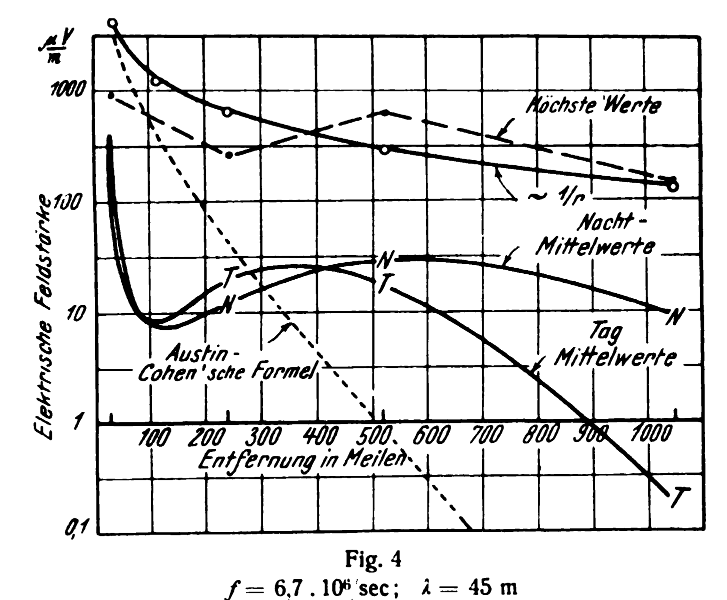


Fig. 4
$f = 6{,}7 \cdot 10^6/\mathrm{sec}$; $\lambda = 45$ m

Formel für Tagesübertragung über Seewasser folgen. In allen drei Figuren zeigt sich bei Nacht, bei den Fig. 3 und 4 auch bei Tag eine Andeutung der Erscheinung, die bei noch kürzeren Wellen sich zu einer richtigen toten Zone auswächst.

In den Fig. 5, 6 und 7 ist die Abhängigkeit der Feldstärke von der Entfernung und der Tageszeit gleichzeitig durch Flächen illustriert. Dabei ist zu bedenken, daß die

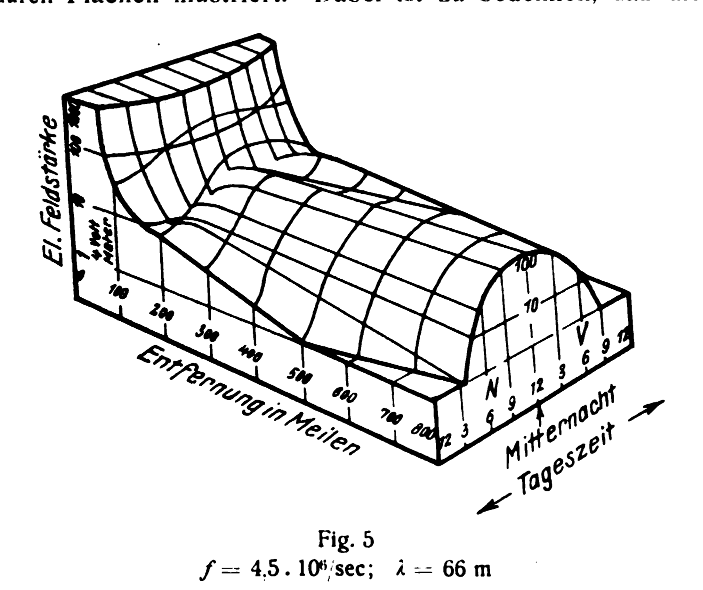


Fig. 5
$f = 4{,}5 \cdot 10^6/\mathrm{sec}$; $\lambda = 66$ m

Grundebene dieser Fläche einer Feldstärke von 1 μ V/m entspricht; Bedingungen, unter denen die Feldstärke geringer ist, kommen also nicht mehr zur Darstellung.

3. Verständlichkeit.

Außer den Kurven für die Feldstärke sind in der Arbeit auch noch Kurven für die Verständlichkeit der telephonischen Übertragung angegeben. Die Verständlichkeit hängt nicht nur von der Feldstärke ab, sie kann durch andere Faktoren, z. B. durch sehr rasche Schwankungserscheinungen, die bei der galvanometrischen Messung nicht zur Beobachtung kommen, erheblich beeinflußt werden. Die Versuche ergaben, daß gerade diese raschen Schwankungs-

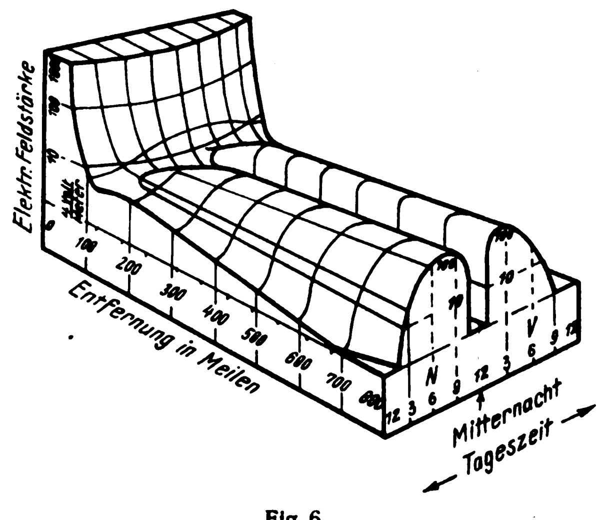


Fig. 6
$f = 6{,}7 \cdot 10^6/\mathrm{sec}$; $\lambda = 45$ m

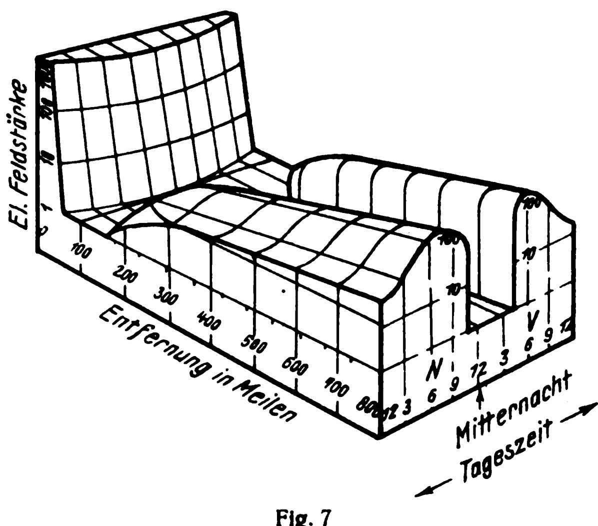


Fig. 7
$f = 9{,}1 \cdot 10^6/\mathrm{sec}$; $\lambda = 33$ m

erscheinungen die Verständlichkeit bei kurzen Wellen am meisten schädigen.

4. Ausbreitung der Wellen über Land und über See.

Es ist zu erwarten, daß es in denjenigen Fällen, in denen die Luftwelle ausschlaggeden ist, keinen großen Unterschied ausmachen wird, ob die Wellen sich über festes Land oder über Wasser fortpflanzen. Das wird durch die Kurven Fig. 8 und 9 bestätigt. Die erstere bezieht sich auf eine Entfernung von 200, die letztere auf eine solche von 700 Meilen, beide also auf Entfernungen, für die bei den angewandten kurzen Wellenlängen die Luftwelle dominiert. In beiden Figuren bedeuten die ausgezogenen Kurven Fortpflanzung über Seewasser, die gestrichelten über festes Land.

5. Unterschied zwischen Tag und Nacht.

Die Fig. 8 und 9 zeigen auch, wie kompliziert in diesem Gebiet von Frequenzen und Entfernungen das Verhältnis der mittleren Feldstärke bei Tag zu derjenigen bei Nacht ist.

Interessant sind in dieser Beziehung auch die Fig. 10 und 11; die erstere repräsentiert den Fall, in dem die Bodenwelle das Feld bestimmt (relativ kurze Entfernung,

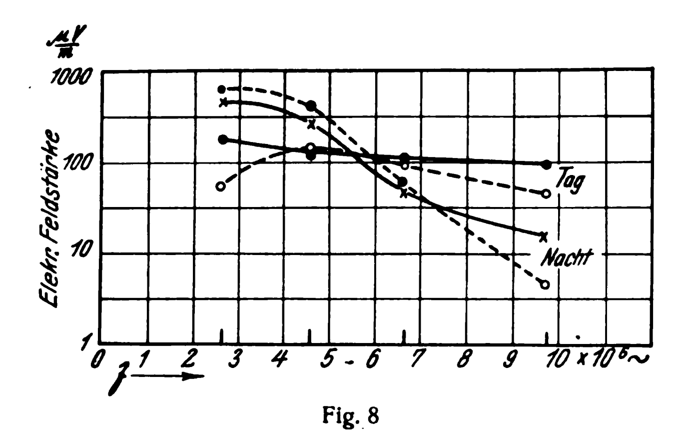


Fig. 8

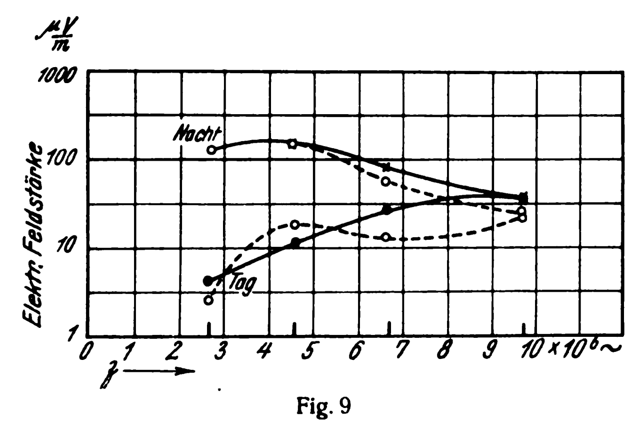


Fig. 9

90 Meilen, fast ganz über Seewasser), die letztere den Fall, in dem die Luftwelle den Ausschlag gibt (große Entfernung, 520 Meilen, ganz über festes Land).

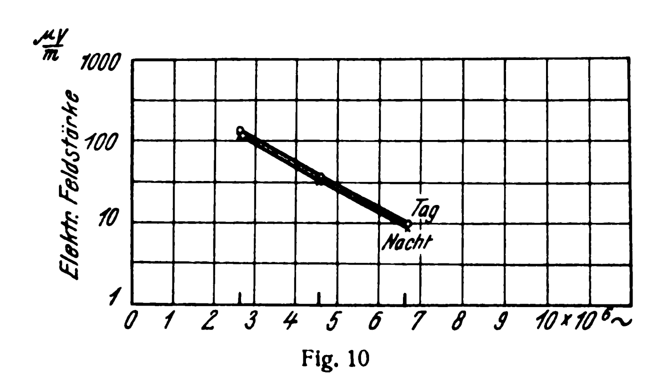


Fig. 10

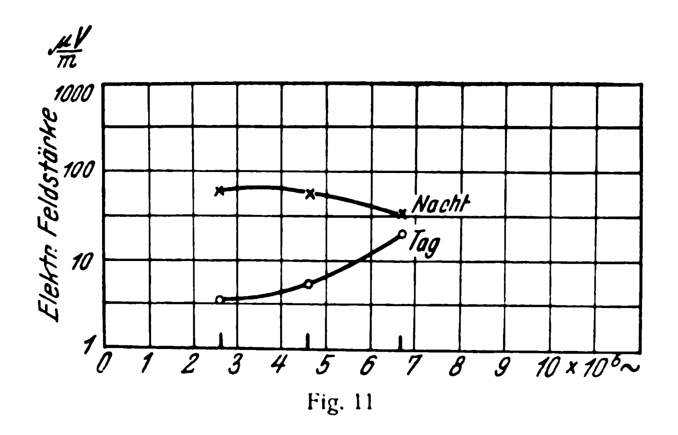


Fig. 11

Im ersteren Fall sind die mittleren Feldstärken bei Tag und Nacht fast genau gleich, im letzteren Falle ist ein erheblicher Unterschied vorhanden, aber ähnlich wie in Fig. 9 um so kleiner, je höher die Frequenz ist.

6. Intensitätsschwankungen (Schwunderscheinungen).

Aus den oszillographischen Aufnahmen geht hervor, daß die Intensitätsschwankungen in ganz verschiedenen Zeiträumen aufeinander folgen. Unter Umständen dauert es mehrere Sekunden, bis eine Schwankung eintritt, unter Umständen hat man es mit ca. 100 in der Sekunde zu tun.

Gleichzeitige Beobachtungen an verschiedenen Stationen ergaben bald gleichzeitiges Auftreten der Schwankungen, bald auch nicht.

Die Verfasser unterscheiden zwischen „uniform“ und „asynchronous fading“ und meinen mit dem ersteren Ausdruck den Fall, in dem bei drahtloser Telephonie die Trägerwelle und die Seitenbänder in derselben Weise ihre Intensität ändern, mit dem zweiten denjenigen, in dem die Intensitätsänderungen der Träger- von denjenigen der Seitenwellen verschieden sind. Der letztere Fall ist für die Verständlichkeit viel schädlicher, als der erste und kann, wenn die Schwankungen rasch sind, jede Verständigung unmöglich machen.

7. Vergleich einer horizontalen und vertikalen Sende-Antenne.

Außer mit der gewöhnlich gebrauchten vertikalen Antenne wurden auch noch Versuche mit einer horizontalen Antenne angestellt. Sie scheinen zu zeigen, daß für verhältnismäßig kurze Entfernungen die horizontale Antenne gegenüber der vertikalen nicht unerheblich verschiedene, unter Umständen auch höhere Feldstärken ergibt, daß der Unterschied bei großen Entfernungen aber äußerst gering

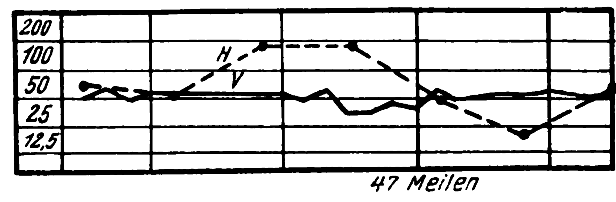


Fig. 12

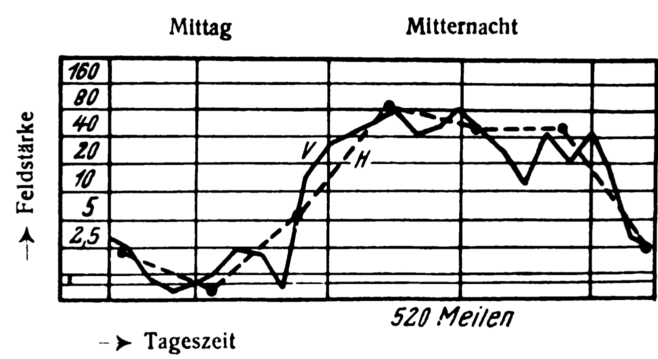


Fig. 13

ist. Als Beispiel für den ersteren Fall dient Fig. 12 (47 Meilen), als Beispiel für den letzteren Fig. 13 (520 Meilen).

J. Zenneck.

D. W. Dye. Der piezoelektrische Quarzresonator und der ihm äquivalente elektrische Schwingungskreis. (The Piezo-Electric Quartz Resonator and its Equivalent Electrical Circuit.) Proc. Phys. Soc. London, 38, S. 399—457, 1926.

Der Verfasser behandelt in dieser Arbeit in ausführlicher theoretischer und experimenteller Art und Weise die Frage, inwieweit ein schwingender Quarz als ein aus Selbstinduktion, Widerstand und Kapazitäten bestehender Resonanzkreis aufgefaßt werden kann. Bereits S. B u t t e r - worth hat in den Proc. Phys. Soc., **271**, S. 410, 1915 gezeigt, wie ein dynamisches System, in dem mechanische Schwingungen durch Einwirkung eines elektrischen Systemes entstehen, durch einen elektrischen Schwingungskreis ersetzt werden kann.

In Fig. 1a ist der zwischen zwei Elektroden liegende Quarz in Parallelschaltung zu einem aus C, L und R bestehenden Schwingungskreis gezeichnet, in Fig. 1b ist der

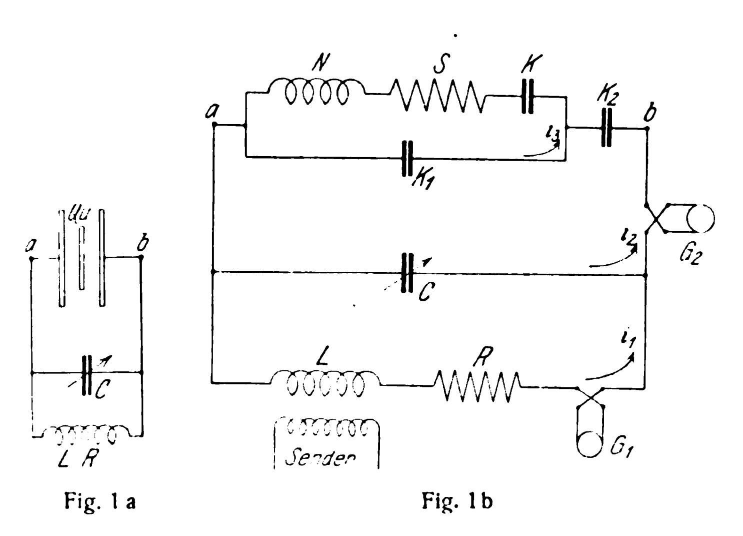


Fig. 1 a Fig. 1 b

Quarz durch den aus der Selbstinduktion N, dem Widerstand S, den Kapazitäten K und K_1 — denen nach D y e ein den Zwischenraum zwischen Quarz und Elektroden darstellenden Kondensator K_2 in Serie geschaltet ist — bestehenden und zwischen den Punkten a und b liegenden Resonanzkreis ersetzt worden. Würde K_2 unendlich groß sein, so würde ein Quarzresonator mit an den wirksamen Quarzflächen anliegenden Elektroden dargestellt.

Die Konstanten N, K und S stehen zu den elastischen Eigenschaften in folgender Beziehung:

$$N = a/B^2; \qquad K = B^2/\gamma; \qquad S = \beta^2/B^2$$

wobei a, β, γ die Faktoren der bekannten mechanischen Schwingungsgleichung

$$(a\,D^2 + \beta\,D + \gamma)\,y = Y$$

sind ($D = d/dt$, y = Elongation, Y = einwirkende Kraft). Y ist gleich $B \cdot e$, worin e die zwischen den Quarzoberflächen wirkende **E.M.K.** und B eine Konstante proportional dem piezoelektrischen Effekt bezeichnet.

Die Richtigkeit dieser Auffassung wird vom Verfasser durch theoretische und experimentelle Untersuchung der Frequenzabhängigkeit der Ströme i_1 und i_2, des Einflusses des Luftzwischenraumes auf die Quarzeigenschwingung usw. bestätigt.

Aus der Fülle des Materials kann im folgenden nur einiges Wichtiges mitgeteilt werden.

Der Verfasser ersetzt zur bequemeren Übersicht den zwischen a und b liegenden Schwingungskreis durch einen reinen Widerstand S_0, dem in Serie eine reine Kapazität K_0 und die Zwischenraumskapazität K_2 zugeschaltet ist, diese liegen parallel zu C (Fig. 1b). Für diese beiden Größen S_0 und K_0, die stark von der Frequenz abhängen, ergibt sich folgende Beziehung zu den Ersatzgrößen N, S, K, K_1:

$$S_0 = \frac{S\,K^2}{K_1^2\,[\varphi_2^2 + (q + K/K_1)^2]} \tag{a}$$

$$\frac{1}{K_0\,\omega} = \frac{\varphi_2^2 + q\,(q + K/K_1)}{K_1\,\omega\,[\varphi_2^2 + (q + K/K_1)^2]} \tag{b}$$

In diesen Gleichungen ist $q = 1 - N\,K\,\omega^2$, wenn $\omega_0/2\pi$ durch die Größe $N\,K\,\omega_0 = 1$ definiert ist, während $\varphi_2 = S\,K\,\omega$ den Verlustwinkel des Kondensators K bezeichnet. Das logarithmische Dekrement δ_2 ist dann gleich $\varphi_2 \cdot \pi$.

Aus der Gleichung (b) geht als sehr wichtige Eigenschaft des Quarzresonators hervor, daß K_0 für Werte von q, die zwischen 0 und $-K/K_1$ liegen, negativ werden kann. Für den Wert von q, bei dem K_0 gleich $-K_2$ wird, hat das zwischen den Punkten a und b liegende Gebilde den Wert eines reinen, nichtinduktiven Widerstandes S_1. Diese zu q gehörige Frequenz, bei der also die maximale Dämpfung des Schwingungskreises eintritt, und die etwas von der oben definierten w a h r e n Resonanzfrequenz ω_0 (reine Quarzeigenfrequenz) abweicht, wird als t a t s ä c h l i c h e Resonanzfrequenz („response" frequency) bezeichnet; sie ist mithin eine Funktion des Luftzwischenraumes. Beim Fehlen des Zwischenraumes ist sie gleich der wahren Frequenz.

a) R e s u l t a t e : Für einen Quarzstab von 7 cm Länge, 0,15 cm Dicke und 0,6 cm Breite werden folgende Werte gefunden:

$$\begin{aligned} K &= 0{,}08\ \mu\mu F \\ S &= 1500\ \Omega \\ N &= 160\ H \\ K_1 &= 8\ \mu\mu F \\ \omega_0 &= 275\,000 \\ \varphi_2 &= 30 \times 10^{-6} \\ \delta_2 &= 1 \times 10^{-4} \end{aligned}$$

b) R e s o n a n z k u r v e n : Bei Anwendung des Quarzresonators ist nach C a d y zur Bestimmung der mechanischen Resonanz die Aufnahme der Resonanzkurve des Kreises L—C nötig. Bezeichnet man mit i_1 den momentanen Strom und mit J_0 bzw. J_1 die vom Galvanometer G_1 angegebenen Ströme, wenn der Quarz abgeschaltet bzw. zugeschaltet ist, so ist es am zweckmäßigsten, das Verhältnis $\sigma_1^2 = J_1^2/J_0^2$ in Abhängigkeit von der Frequenz zu betrachten. Man wird je nach der Ausführung des Experimentes bei Aufnahme dieser Resonanzkurve aus der Theorie verschiedene Gleichungen für σ_1 berechnen. Führt man das Experiment so aus, daß die Senderfrequenz bei unveränderlichem Resonanzkreis-Kondensator C geändert wird, so kann folgende Gleichung benützt werden:

$$\sigma_1^2 = \frac{\varphi_1^2\left[\varphi_2^2 + \dfrac{4\,d\,n^2}{n^2}\right]}{\left[\dfrac{4\,d\,n^2}{n^2} + \dfrac{2\,d\,n}{n}\left(\dfrac{K_1 \cdot K_2}{C\,K_t} + \dfrac{2\,\Delta\,n}{n}\right) - \dfrac{K\,K_2^2}{C\,K^2} - \varphi_1\,\varphi_2\right]^2 + \left[\dfrac{2\,d\,n\,(\varphi_1 + \varphi_2)}{n} + \varphi_2\left(\dfrac{K_1\,K_2}{C\,K_t} + \dfrac{2\,\Delta\,n}{n}\right)\right]}$$

Darin ist dn die Änderung der Senderfrequenz, n die durch $L\,C\,\omega^2 = 1$ bestimmte Schwingungskreisfrequenz, $\Delta\,n$ die Differenz zwischen den zu σ_{min} und zu $L\,C\,\omega^2 = 1$ gehörigen Frequenzen, $\varphi_1 = R\,C\,\omega$, $\varphi_2 = S\,K\,\omega$ und $K_t = K_1 + K_2$.

In Fig. 2 geben die Kreispunkte die experimentellen Werte des Stromverlaufes und die ausgezeichnete Kurve den theoretischen Verlauf wieder. Der gestrichelten Kurve würde die Resonanzkurve des Kreises L—C ohne Quarz-

resonator entsprechen. Die Kurve ist unsymmetrisch, da die Resonanzfrequenz n des Schwingungskreises nicht mit der tatsächlichen Quarzfrequenz n' zusammenfällt. Den

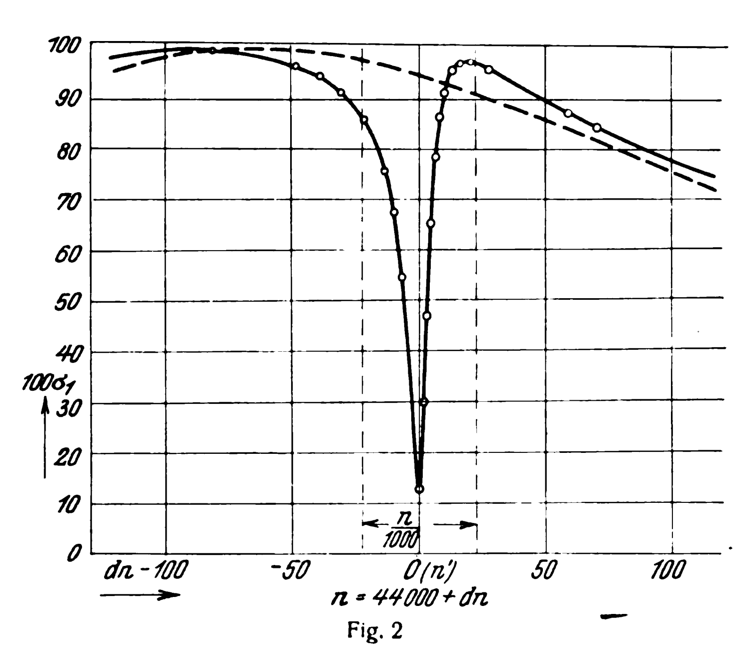


Fig. 2

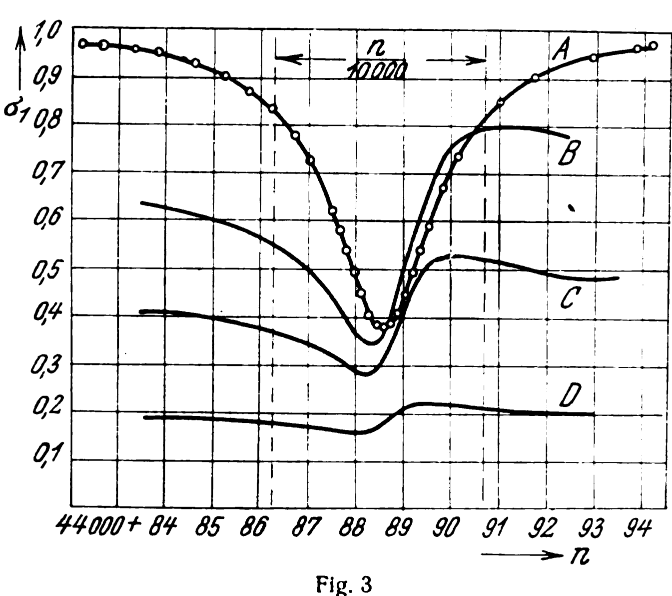


Fig. 3

Einfluß dieser Frequenzdifferenz auf den Verlauf um σ_1 gibt Fig. 3 wieder, Kurve A ergibt sich, wenn n fast gleich n' ist, bei Kurve D beträgt die Frequenz-Abweichung bereits 2,5%, eine geringe Verschiebung des Stromminimums und damit des zu bestimmenden n' ist zu beobachten.

Das Kurvenmaterial ergibt, daß die Theorie für Quarzstäbe, die mit Frequenzen von 44 000 bis zu 15 000 000 Hertz sowohl in Richtung der Stablängsachse als auch senkrecht dazu in Richtung des elektrischen Feldes schwingen, mit dem Experiment in sehr guter Übereinstimmung steht.

c) Strom im Quarzkreis: Die Theorie gestattet ferner die Berechnung des durch den Quarzresonator fließenden Stromes i_2, der als J_2 mit dem Galvanometer G_2 gemessen werden kann. Bezeichnet man mit σ_2 das Verhältnis $J_2/J_{2\,max}$, so findet man hierfür die in Fig. 4 gezeichnete Abhängigkeit von der Frequenz. Die Kreispunkte geben die experimentellen Werte, die ausgezeichnete Kurve gibt den theoretischen Verlauf wieder.

d) Einfluß des Luftzwischenraumes. Es wurde bereits erwähnt, daß die nach b) bestimmte tatsächliche Resonanzfrequenz n' von der Größe des Luftzwischen-

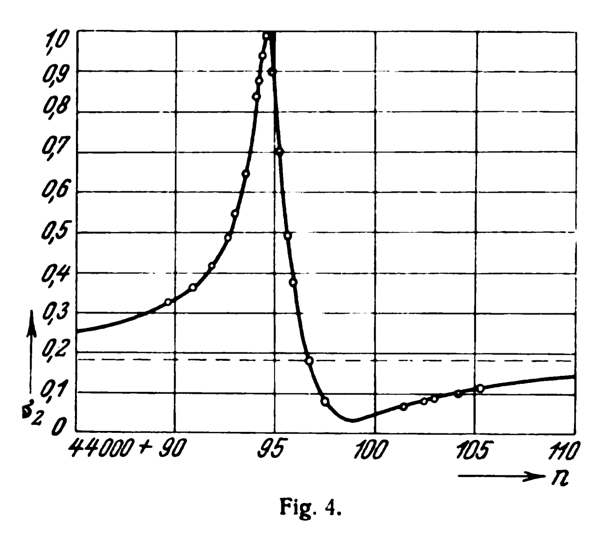


Fig. 4.

raumes, d. h. von K_2 mit bestimmt wird. Eine angenäherte Gleichung für die Änderung der Frequenz wird durch die Gleichung:

$$\frac{\Delta n}{n} = \frac{k \cdot t}{2\mu}\left[\frac{t_2 - t_1}{(k \cdot t_1 + t)(k \cdot t_2 + t)}\right]$$

gegeben; darin ist t die Dicke des Quarzstabes, $t_2 - t_1$ die Zunahme der Dicke des Luftzwischenraumes, k die Dielektrizitätskonstante ($\sim$ 4,3) und μ das Verhältnis K_1/K. μ ist für einen längsschwingenden Stab von der Größenordnung 150, für eine querschwingende Platte etwa 400—500.

Die Änderung der tatsächlichen Frequenz (response frequency) eines solchen querschwingenden Resonators ist in Fig. 5a aufgezeichnet. Bemerkenswert ist die starke

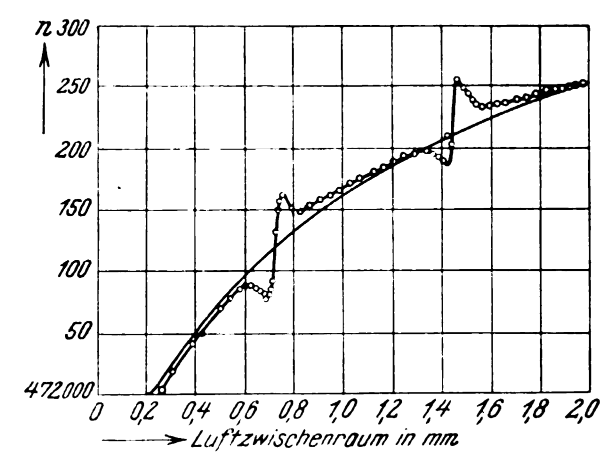


Fig. 5a

Frequenzänderung bei einem Luftzwischenraum von 0,72 bzw. 1,44 mm, dem auf jeder Seite des Kristalles ein Elektrodenabstand von 0,36 bzw. 0,72 mm entspricht. Die Ursache ist der Ausbildung stehender Luftwellen in diesem Zwischenraum zuzuschreiben, denn einer Quarzfrequenz von 472 000 Hertz entspricht eine Lufthalbwelle von 0,36 mm. Fig. 5b gibt die dadurch bedingte Zunahme der Dämpfung, d. h. die Zunahme des $\sigma_{1\,min} = (J_1/J_0)_{min}$ mit der Frequenz wieder. Der dazu gehörige Verlustwinkel φ_2 steigt ungefähr auf das 20fache.



Bei einer Änderung des Luftzwischenraumes von 0,2 auf 2 mm ergab sich bei einem längsschwingenden Resonator eine Änderung der tatsächlichen Frequenz von 44 000 Hertz um etwa + 2‰, bei einem querschwingenden Stab eine Änderung der Frequenz von 472 000 Hertz um etwa + 0,5‰.

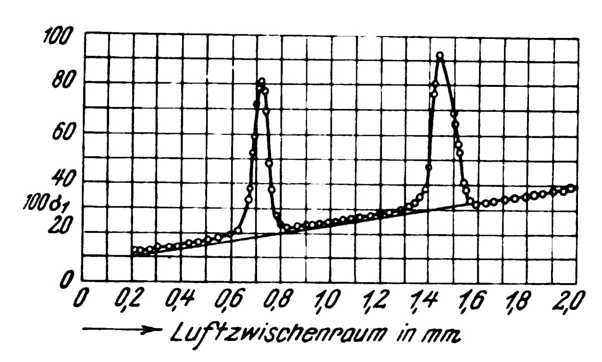


Fig. 5b

e) Der Verfasser versucht weiterhin experimentell den Temperaturkoeffizienten des schwingenden Quarzes festzustellen. Die Versuche können jedoch nicht als abgeschlossen betrachtet werden. Sie sind zwischen den Temperaturgrenzen von 12° bis 40° C angestellt worden und ergeben für einen dünnen Quarzstab, der längs schwingt, eine Frequenzabnahme von $5 \cdot 10^{-6}$ pro 1° C Temperaturzunahme. Der Temperaturkoeffizient einer in Richtung der elektrischen Achse schwingenden Platte betrug hingegen -30 bis $-70 \cdot 10^{-6}$; für eine Platte, die in Richtung der optischen Achse schwingt, erreichte er noch größere Werte.

A. Scheibe.

Chester W. Rice und **Edward W. Kellogg.** Über die Entwicklung eines trichterlosen Lautsprechers. (Notes on the development of a new type of hornless loud speaker.) Journ. Amer. Inst. Electr. Eng. 44, S. 982—991. Diskussion S. 1015—1020. 1925. Nr. 9.

In Deutschland führte bereits 1924 auf dem Naturforschertage in Innsbruck H. Riegger[1]) eine Apparatur zur klanggetreuen Schallaufnahme, Verstärkung und Wiedergabe vor. Einzelheiten über die praktische Anwendung des Gerätes sind bereits von J. Zenneck[2]) mitgeteilt worden. Das Kondensatormikrophon als Aufnahme- und der Blatthaller als Wiedergabeorgan erfüllen alle Ansprüche, die man an eine klanggetreue Schallübertragung stellen kann. Soviel sei über den Stand der Entwicklung in Deutschland vorausgeschickt, auf die Rice und Kellog nicht eingehen.

Die Untersuchungen von Rice und Kellogg sind in Amerika im Forschungslaboratorium der General Electric Co. durchgeführt.

Sie benutzten zuerst eine Reihe von Streifen von Goldfolie von etwa 400 qcm Fläche, dann dünne Schichten eines elektrostatisch beeinflußbaren Materials. Auch hatten sie eine Luftsirene, bei der die Frequenz der Luftströme durch eine elektrisch gesteuerte Drossel hergestellt wurde. Weiter kommen noch in Betracht Lautsprecher, die das Johnsen-Rahbecksche Relais verwenden, eine Reihe nebeneinander gesetzter Telefone, die Kombination mehrerer Trichterlautsprecher, z. B. drei, der Induktionslautsprecher von Hewlett[3]). Bei diesem ist eine dünne Aluminiummembran zwischen zwei Flachspulen aufgehängt. Durch letztere fließt ein Gleichstrom, dem der Sprechstrom überlagert wird. Die resultierende Kraft wird dann ziemlich gleichmäßig auf die ganze Membranfläche ausgeübt. Schließlich kommen noch verschiedene Ausführungen, bei denen eine vom Sprechstrom durchflossene Spule in einem konstanten Magnetfeld schwingen kann. Letztere Konstruktionen erwiesen sich am geeignetsten, da sie allein die niedrigen Frequenzen mit genügender Energie abstrahlten (Fig. 1). Die Spule S war hierbei mit einer größeren

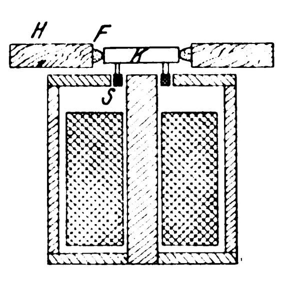


Fig. 1

leichten Fläche K aus Kork oder Papier verbunden. Auch sie setzten wie Riegger eine große Platte H um den Lautsprecher, um auf diese Weise eine gute Abstrahlung der tiefen Frequenzen zu erreichen und den Druckausgleich um den Lautsprecher herum zu verhindern.

Der die Spule tragende „Kolben" war fast freischwingend, d. h. so befestigt, daß nur geringe elastische Kräfte ihn in seine Ruhelage zurücktrieben. Man konnte auf diese Weise die Eigenschwingung des Systems unter 70 Hertz legen.

Man hat also eine Membran, bei der hauptsächlich die Massenträgheit auf die Schwingungen von Einfluß ist. Ihre Wirkungsweise erkennt man am besten durch Vergleich mit den übrigen Größen: Elastizität und Widerstand. Nimmt man an, daß die Membran sinusförmige Schwingungen der Frequenz n Hertz und der Amplitude a cm unter der Einwirkung einer zwischen $+E$ und $-E$ schwankenden äußeren Kraft ausführt, dann ist bei vorherrschender Elastizität:

(1) $a = \frac{E}{K}$, wenn K die Elastizität der Membran in dyn/cm ist. Die Amplitude ist mit anderen Worten proportional der maximalen Kraft und unabhängig von der Frequenz.

Überwiegt der Widerstand R in dyn pro cm/sec, dann ist:

(2) $a = \frac{E}{2\pi n R}$, d. h. die Amplitude ist proportional der angewandten Kraft dividiert durch die Frequenz.

Im Falle der vorherrschenden Trägheit ist die Amplitude a, wenn M die Masse der Membran in gr ist:

(3) $a = \frac{E}{4\pi^2 n^2 M} = \frac{E}{\omega^2 M}$, d. h. die Amplitude ist für eine bestimmte äußere Kraft umgekehrt proportional dem Quadrat der Frequenz.

Dann sind noch zwei Arten von Membranen zu betrachten:

1. Die Membran ist groß gegenüber allen vorkommenden Wellenlängen, man hat dann immer eine im wesentlichen ebene Welle.
2. Die Membran ist klein im Vergleich zur kleinsten Wellenlänge, so daß die Schallquelle für alle vorkommenden Wellen als punktförmig angenommen werden kann.

[1]) Zeitschr. f. techn. Phys. **5**, S. 577, 1924.
[2]) Diese Zeitschr. **26**, S. 177 1925.
[3]) W. C. Hewlett, Journ. Opt. Soc. Amer. **4**, S. 1059, 1922.

Bei der großen Membran wird von der einen Seite Schall abgestrahlt, dessen Intensität (in erg pro sec) ist:

(4) $P = \frac{1}{2}\, d\, u\, F\, a^2\, \omega^2$, wo

d = die mittlere Dichte der Luft in gr pro cm³;
u = die mittlere Schallgeschwindigkeit in cm pro sec;
F = die Fläche der Membran in cm²
a = die Amplitude der Membranbewegung, die über die ganze Oberfläche als gleich angenommen wird;
$\omega = 2\,\pi\, n$.

Die von der kleinen Membran nach einer Seite abgestrahlte Energie ist:

(5) $P = \frac{d\,F^2\,a^2\,\omega^4}{2\,u\,\beta}$, wo β der Winkel ist, unter dem die Strahlung erfolgt. Er ist $4\,\pi$ für die volle Kugel, und $2\,\pi$ für die Halbkugel, wenn man eine flache Platte um den Lautsprecher herumsetzt. Im letzteren Falle ist die Gesamtstrahlung von beiden Seiten der Membran

$$(6) \qquad P' = \frac{d\,F^2\,a^2\,\omega^4}{2\,\pi\,u}$$

Aus den Gleichungen (4) und (5) kann man nun die Beziehungen zwischen der Amplitude a und der Frequenz n entnehmen, um eine gleichmäßige Schallabgabe für alle Frequenzen zu erzielen.

Für die große Membran folgt hieraus, daß die Strahlung von ω unabhängig wird, wenn a mit $1/n$ variiert. Aus der Gl. (2) ergibt sich, daß die Amplitude mit $1/n$ sich ändert, wenn man die erregende Kraft für alle Frequenzen konstant hält, und wenn der Widerstand oder die Dämpfung die Membranbewegung an erster Stelle beeinflußt.

Für die kleine Membran mit Schirm zeigt die Gl. (5), daß für eine konstante Schallstrahlung $a^2\,\omega^4$ konstant gehalten werden muß. Die Amplitude muß sich umgekehrt mit dem Quadrat der Frequenz ändern. Hier gilt die Gl. (3), wo die Massenträgheit vorherrschend ist. Die Unabhängigkeit der Schallabgabe von der Frequenz wird also von einer kleinen Membran erreicht, die mit einer vom Sprechstrom gespeisten Spule fest verbunden ist, die ihrerseits in ein konstantes Magnetfeld taucht und genügend Ohmschen Widerstand im Vergleich zu induktiven enthält, um den Strom von der Frequenz unabhängig zu machen.

Rayleigh[4]) hat die Strahlung einer kreisförmigen Kolbenmembran berechnet, die sich in einer unendlich ausgedehnten Ebene befindet. Die Fig. 2 zeigt die Strahlung

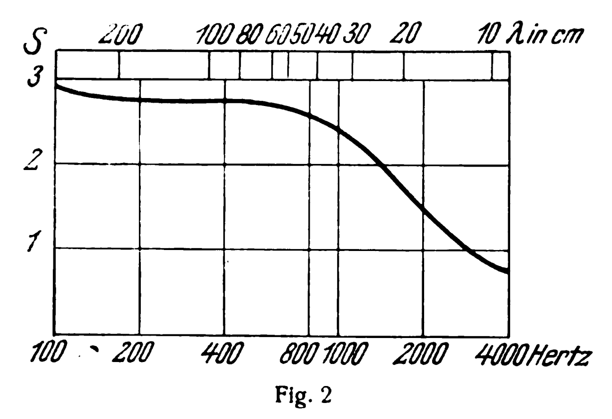


Fig. 2

S für eine 10 gr schwere Membran von 15 cm Durchmesser. Bis 1000 Hertz ist die Abstrahlung praktisch konstant. Erst dann nimmt sie merklich ab, da jetzt nicht mehr die Gl. (5), sondern (4) gilt. Da jetzt jedoch die größere Membran eine erhebliche Richtwirkung zeigt, merkt der dem Lautsprecher gegenüber sitzende Hörer die Abnahme kaum. Die Richtwirkung einer derartigen Membran zeigt die Fig. 3 in Polarkoordinaten für die beiden Frequenzen 400 und 4000 Hertz in Prozenten P der beobachteten maximalen Intensität in Richtung der Normalen zur Membran. Um eine konstante

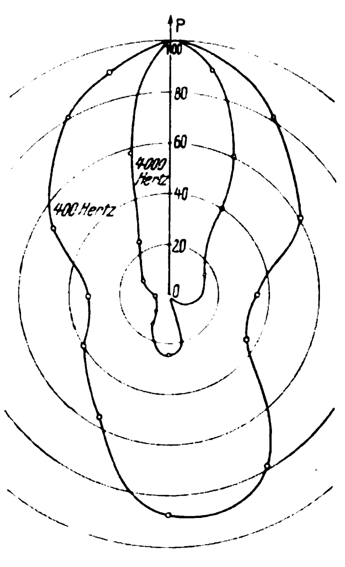


Fig. 3

Schallstrahlung bis 5000 Hertz zu erhalten, müßte die Membran auf etwa 4 cm Durchmesser verkleinert werden. Die Praxis hat aber ergeben, daß es nicht nötig ist, unter 20 cm Durchmesser herabzugehen. Bei dieser Membrangröße hat man auch noch genügende Schallenergie zur Verfügung.

Die ausgeführten Konstruktionen schließen sich im Prinzip der durch Fig. 1 schematisch dargestellten an. Häufig ist die Spule an der Spitze eines leichten Papierkonus mit einem Öffnungswinkel von 45—75° und von 12—100 cm Öffnungsweite angebracht. Bei diesen Lautsprechern war die Frequenzunabhängigkeit nach hohen Frequenzen nicht so gut gewahrt wie bei der ursprünglichen Type nach Fig. 1.

Für den Betrieb des Lautsprechers ist ein besonderer verzerrungsfreier Verstärker nötig, der eine der natürlichen entsprechende Schallintensität einzustellen gestattet. Es wird ein Netzanschlußgerät mit zweistufiger Verstärkung angegeben, wobei die Endröhre mit 25 mA Emissionsstrom auf einen vor den Lautsprecher geschalteten Transformator arbeitet. Auch die Magneterregung des Lautsprechers

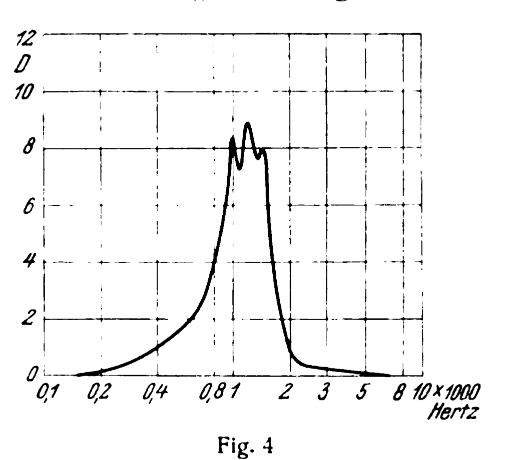


Fig. 4

wird diesem Gleichrichter entnommen. Ferner ist die Einrichtung getroffen, daß der Lautsprecher direkt in den Gleichrichter- und Verstärkerkasten eingebaut ist, wobei

[4]) Rayleigh, Theorie des Schalles, Bd. 2, S. 163, Braunschweig 1888.

die Vorderwand des Verstärkers gleich als Schallschirm wirkt.

In der D i s k u s s i o n wurde die Entwicklung des Lautsprechers durch einige Kurven gekennzeichnet. Mißt man in einer bestimmten Entfernung den Schalldruck D in Abhängigkeit von der Frequenz, dann findet man die Charakteristik des Lautsprechers. Für einen amerikanischen Trichterlautsprecher aus dem Jahre 1921 gibt J. P. M i n t o n[5]) die Charakteristik Fig. 4. Man sieht, daß nur die Töne in der Nähe der Frequenz 1000 gut wieder, hier fallen Membran- und Trichterresonanzen direkt aufeinander und ermöglichen nur eine Schallabstrahlung für den geringen Frequenzbereich von etwa einer halben Oktave. Bereits im Jahre 1922 hat man diese Resonanzen auf verschiedene Frequenzen verteilt und überdeckte so einen Frequenzbereich von etwa 2 Oktaven (Fig. 5). Durch

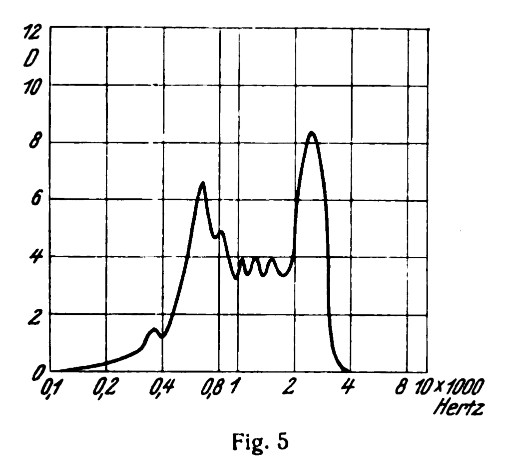


Fig. 5

systematische Arbeit in dem oben skizzierten Sinne gelang es, dann 1925 den Frequenzbereich auf etwa 6 Oktaven zu erweitern und damit den ganzen Sprachbereich zu überdecken, wie es die Fig. 6 zeigt. Hier fällt erst oberhalb von 5000 Hertz die Schallintensität erheblich schnell ab. Da in der Musik vielfach der Frequenzbereich noch höher geht, ist es das Streben für klanggetreue Musikwiedergabe, den Bereich noch um eine Oktave nach oben zu erweitern.

[5]) J. P. Minton, Journ. Amer. Inst. Electr. Eng. **64**, S. 1017, 1925.

Das Charakteristikum der Klangfülle bei Sprache, Gesang und Musik wird bereits durch den unterhalb 500 Hertz liegenden Frequenzbereich wiedergegeben.

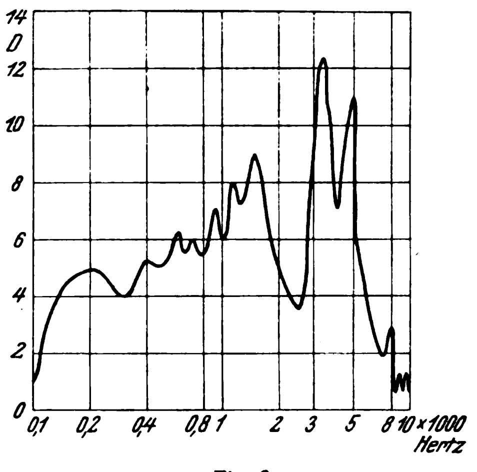


Fig. 6

Ist jetzt auch festgestellt, daß die modernen trichterlosen Lautsprecher einen der Sprache genügenden Frequenzbereich umfassen, so bleibt noch zu klären, ob und welche Phasenverschiebungen auftreten, und wie weit höhere Harmonische eines Tones angeregt werden. E. W. K e l l o g g[6]) benutzte zur Prüfung der Anregung von Oberschwingungen die B r a u n sche Röhre. Der an den Lautsprecher angelegte Wechselstrom bewirkte die Ablenkung des Kathodenstrahles in einer Richtung. Der vom Lautsprecher abgestrahlte Schall erregte ein Kondensatormikrophon nach F. C. W e n t e und lenkte den Kathodenstrahl in der Senkrechten zur ersteren Ablenkung ab. Der Kathodenstrahl muß dann auf dem Leuchtschirm Kreise, Ellipsen oder Gerade beschreiben. Die Kurven ergeben, daß auch hier die Energie in den Harmonischen nicht mehr als 25% der aufgeprägten Grundschwingung beträgt, die Verzerrungen also zu vernachlässigen sind.

E. L ü b c k e.

[6]) E. W. Kellogg, Journ. Amer. Inst. Electr. Eng. **64**, S. 1018, 1925.

Patentschau.

Von Carl Lübben.

Kopplung des Frequenztransformators mit dem Generator.

D.R.P. 439 008, Klasse 21 a[4], Gruppe 66 (Lorenz A.-G. und Schmidt), pat. vom 1. Juni 1924, ausgegeben am 21. Dezember 1926.

Gewöhnlich wird die Hochfrequenzmaschine mit dem Frequenztransformator in einem Kreise abgestimmt. Der

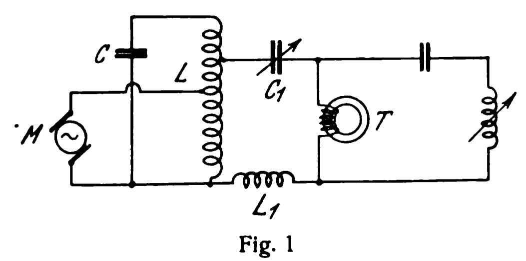


Fig. 1

Generator wird dann mit einer stark verzerrten Kurvenform belastet und seine Leistungsfähigkeit verringert. Abstimmungsänderungen wirken stark auf die Maschine zurück. Um diese und andere Nachteile zu vermeiden wird erfindungsgemäß zwischen Maschine M und Frequenztransformator T ein Zwischenkreis C, L (Fig. 1) gelegt, der auf die Grundfrequenz abgestimmt ist. Die Maschine ist nur mit einem Teil der Selbstinduktion L dieses Zwischenkreises gekoppelt. Der Kreis $C_1 L_1$ des Frequenztransformators ist mit dem Hilfskreis in beliebiger Weise gekoppelt.

Piezoelektrische Frequenzkontrolle.

Brit. Pat. 260 609 (Marconi, 29. Oktober 1925), 261 013 (Löwe), 261 040, 261 041, 261 042 (Radio-Frequenz-Ges.), veröffentlicht am 30. Dezember 1926.

Bei der in Fig. 2 wiedergegebenen Anordnung (Brit. Pat. 260 609) wird der Kristall l an einem Schwingungsknoten durch eine Erhöhung h der Oberfläche getragen. Das Brit. Pat. 261 013 betrifft den Einbau des Piezokristalls in einer Röhre. Nach dem Brit. Pat. 261 040 und 261 041 wird der



Effekt, daß im Resonanzfall eine hörbare Niederfrequenz auftritt, zur Messung und Anzeige benutzt. Nur Fernanzeige oder -kontrolle werden Hilfselektroden im Entlade-

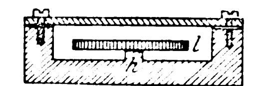


Fig. 2

raum der G i e b e - S c h e i b e schen Anordnung angeordnet (Brit. Pat. 261 042) (vgl. auch Brit. Pat. 252 170, Giebe, Scheibe).

Kurzwellensender.

Brit. Pat. 244 121 (Telefunken, 6. Dezember 1924), veröffentlicht am 4. November 1926.

Zur Erhöhung der Frequenz werden mehrere Röhren von einem Steuersender aus so gesteuert, daß die Steuerspannungen der einzelnen Röhren eine Phasenverschiebung besitzen. Der einfache Fall der Dreiphasenstrom-Steuerung ist in Fig. 3 dargestellt. Die Phasenverschiebung wird mit Hilfe einer künstlichen Leistung CL erzielt. Die Anoden-

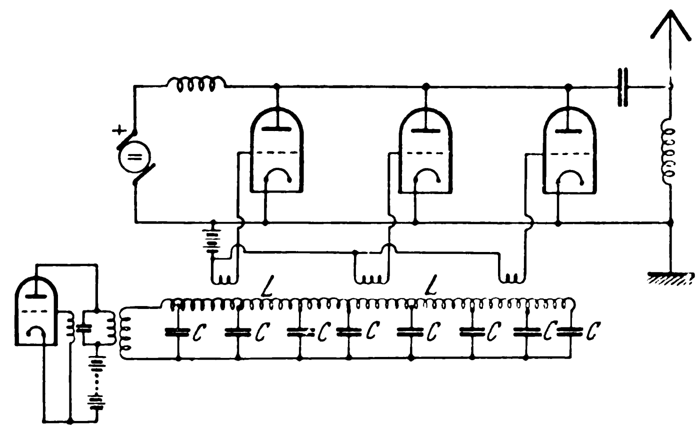


Fig. 3

kreise sind miteinander und dem Nutzkreis verbunden, der auf die dreifache Frequenz des Steuersenders abgestimmt ist. Verwendet man allgemein n-Phasen-Steuerung, so wird der Nutzkreis auf die n-fache Grundfrequenz abzustimmen sein. Das Verfahren gestattet die Erzeugung sehr hoher Frequenzen und hat den Vorteil, daß der Steuersender mit einer kleineren Freqaenz arbeitet und Eingangs- und Ausgangskreis nicht auf die gleiche Frequenz abgestimmt sind.

Drehkondensator für kurze Wellen.

D.R.P. 439 545, Klasse 21 a[4], Gruppe 9 (Owin), pat. vom 5. September 1925, ausgegeben am 11. Januar 1927.

Um auch die kleinsten Selbstinduktionen der Zuleitungen zu verringern, die für kurze Wellen eine große Rolle spielen, werden erfindungsgemäß die Zuführungen zum Kondensator symmetrisch ausgebildet. Zu diesem Zweck werden U-förmige Kupferbügel, die über den ganzen Kondensator herüberfassen, mit den festen und den beweglichen Platten an beiden Seiten verbunden.

Kurzwellensender und Fading-Beseitigung.

Brit. Pat. 261 350 und 261 351 (Esau, Jena, 10. November 1925), ausgegeben am 12. Januar 1927.

Zur Erzeugung sehr kurzer Wellen wird eine Anordnung mit zwei Röhren verwendet, wie sie in Fig. 4 wiedergegeben ist. Die Anoden und Gitter sind unmittelbar miteinander verbunden. Die Schwingungskreise werden durch die inneren Röhrenkapazitäten und die äußeren Zuleitungen

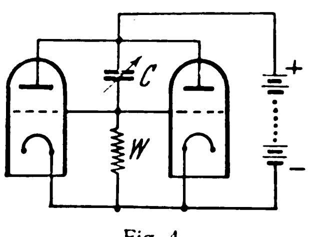


Fig. 4

gebildet. Erfindungsgemäß liegt zwischen Anode und Gitter ein einstellbarer Kondensator C, durch den die Wellenlänge der erzeugten Schwingungen weiter herabgesetzt werden kann.

In einer weiteren Anordnung werden die Anschlußpunkte des Kondensators C unsymmetrisch gelegt (Fig. 5), so daß

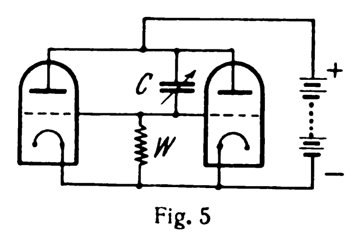


Fig. 5

zwei Frequenzen erzeugt werden. Wenn diese abwechselnd in schneller Folge moduliert werden, kann der Fadingeffekt auf einer Welle durch die zweite kompensiert werden. Die Unsymmetrie kann auch durch Verwendung von Röhren erzielt werden, die verschiedene Konstanten besitzen.

Beseitigung des Fadingeffektes bei Richtsendern.

Brit. Pat. 261 758 (Marconi, 18. November 1925), veröffentlicht am 19. Januar 1927.

Der Fadingeffekt soll beim Richtsenden dadurch beseitigt werden können, daß die Senderichtung ständig geändert wird. Die praktische Ausführung kann derart erfolgen, daß zwei Reflektoren R_1 und R_2 (Fig. 6) in einer

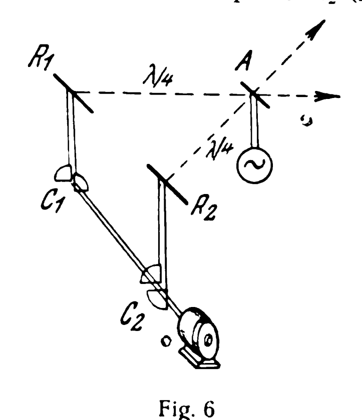


Fig. 6

Entfernung von ein Viertel Wellenlänge von der Antenne A und in einem Abstand voneinander aufgestellt sind und die beiden Reflektoren z. B. durch rotierende Kondensatoren C_1 und C_2 periodisch verstimmt werden, so daß sie abwechselnd in ihrer Reflexionswirkung zur Geltung kommen. Die Änderung des Sendewinkels kann in der Horizontalebene oder in der Vertikalebene erfolgen mit einer hörbaren oder mit Überhörfrequenz.

Modulationsschaltung für Röhrensender.

Brit. Pat. 262 076 (Marconi, 28. November 1925), veröffentlicht am 19. Januar 1927.

Zur Beseitigung der Störungen, die bei hochprozentiger Durchmodulation (Übermodulation) gewöhnlich auftreten,



wird eine Doppelröhrenanordnung verwendet, wie sie in Fig. 7 dargestellt ist. Die Gittervorspannungen werden

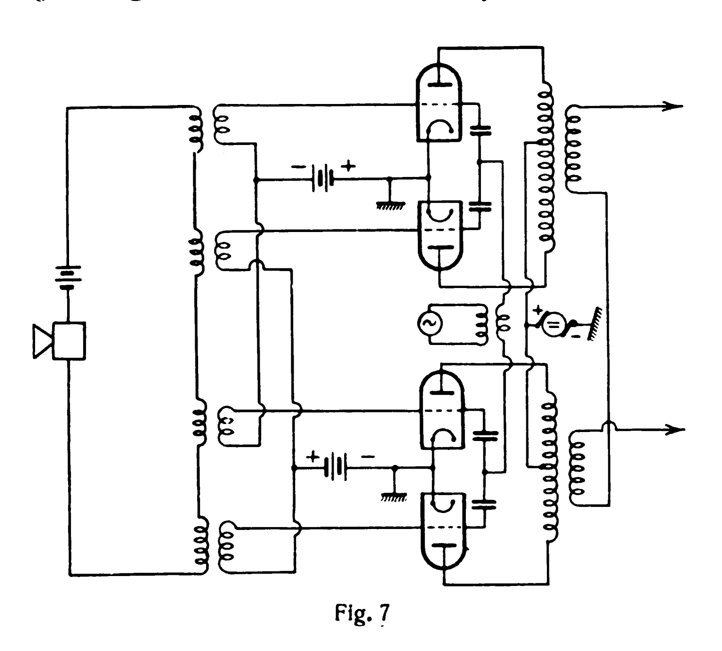


Fig. 7

dabei ungleich gewählt und die ganze Anordnung wird so getroffen, daß bestimmte Oberwellen der Trägerfrequenz unterdrückt werden. Durch Verwendung einer größeren Zahl von Röhrenpaaren können weitere Oberwellen beseitigt werden. Eine Übermodulation ist ohne Störung zulässig, wenn Empfänger benutzt werden, die die Trägerfrequenz mehr verstärken wie die Seitenbänder.

Gittergleichstrom-Modulation.

D.R.P. 439 118, Klasse $21\,a^{4}$, Gruppe 15 (Telefunken), pat. vom 17. August 1924, ausgegeben am 4. Januar 1927.

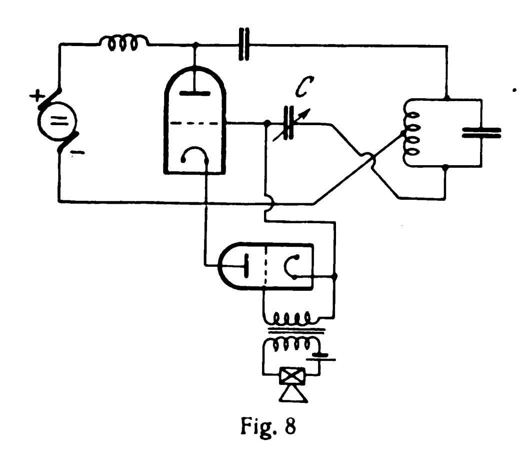


Fig. 8

Erfindungsgemäß soll der bei der Gittergleichstrommodulation in der Gitterhochfrequenzleitung liegende Kondensator *C* (Fig. 8) zwecks Einstellung der Gitterspannung veränderlich ausgeführt sein.

Modulation von Röhrensendern.

D.R.P. 439 117, Klasse $21\,a^{4}$, Gruppe 15 (Telefunken), pat. vom 12. November 1919, ausgegeben am 3. Januar 1927.

Unter Schutz gestellt wird die Beeinflussung der Anodenspeiseleitung, die vom Anodenwechselstromkreis getrennt ist, mittels einer Röhre *M* (Fig 9), die in der Anodenspeiseleitung eingeschaltet ist und durch das Mikrophon *M* gesteuert wird.

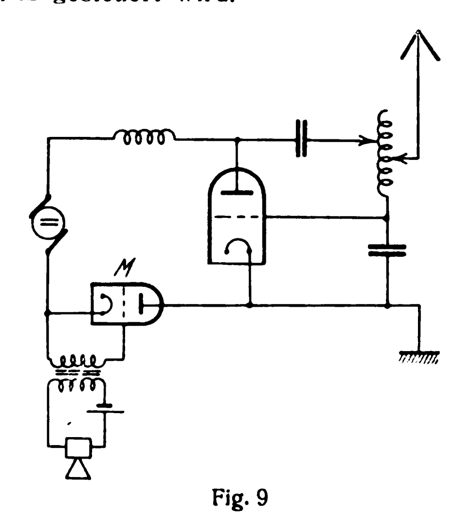


Fig. 9

Selbsttätige Regelung der Gittervorspannung der Modulationsröhre.

D.R.P. 439 047, Klasse $2\,a^{4}$, Gruppe 15 (Telefunken), pat. vom 2. Oktober 1925, ausgegeben am 10. Januar 1927, identisch mit Brit. Pat. 259 225.

Erfindungsgemäß wird ein Teil der durch den Steuersender *S* (Fig. 10) erzeugten Hochfrequenzenergie durch die

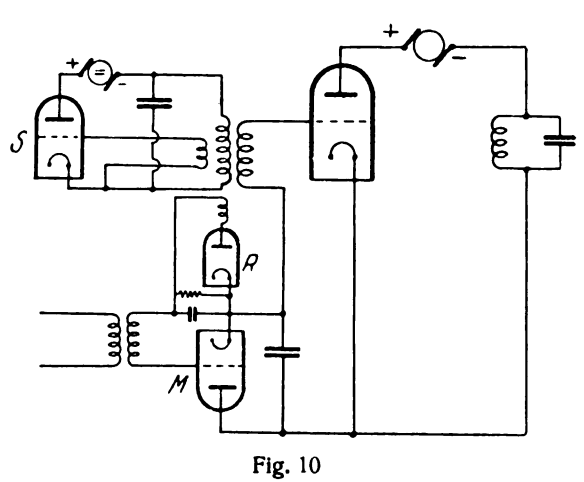


Fig. 10

Röhre *R* gleichgerichtet und diese gleichgerichtete Spannung dem Gitterkreis der Modulationsröhre *M* zugeführt. Bei Verringerung der Energie des Steuersenders nimmt auch die Vorspannung am Gitter der Modulationsröhre ab. Diese Abnahme kann so bemessen werden, daß die Röhren stets im günstigsten Gebiet der Charakteristik arbeiten.

Selbsttätige Regelung des Modulationsgrades.

D.R.P. 439 082, Klasse $21\,a^{4}$, Gruppe 15 (Reisz), pat. vom 14. März 1925, ausgegeben am 3. Januar 1927.

Zur Begrenzung der Amplituden einer Verstärkervorrichtung, insbesondere zur Verhinderung der Übersteuerung, wird parallel zum Hauptverstärker *H* ein Zusatzverstärker *Z* geschaltet (Fig. 11) und im Anodenkreis des Endrohres dieses Zusatzverstärkers ein Meßinstrument eingeschaltet. Durch die Bewegungen des Zeigers wird ein Ohmscher Widerstand *R* verändert, der parallel zum Ableitungswiderstand *W* des Hauptverstärkers liegt und dadurch die Ausgangsenergie des Hauptverstärkers steuert bzw. begrenzt. Die praktische Ausführung kann z. B. in der Weise erfolgen, daß mit dem Zeiger ein sehr dünner Platindraht ver-

bunden ist, der in die zu einer Kapillare ausgezogene Öffnung eines Glasgefäßes taucht, das mit einer schlecht

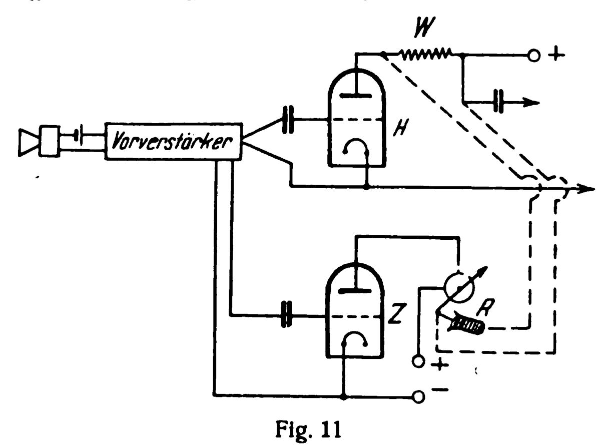


Fig. 11

leitenden Flüssigkeit (z. B. angesäuertes Glyzerin) gefüllt ist.

Kontrolle der Modulation.

Amer. Pat. 1 604 610 (Schelleng, 28. Februar 1923), pat. 26. Oktober 1926.

Zur Überwachung der Modulation wird eine Braunsche Röhre *B* (Fig. 12) benutzt, deren eines Plattenpaar *1, 2*

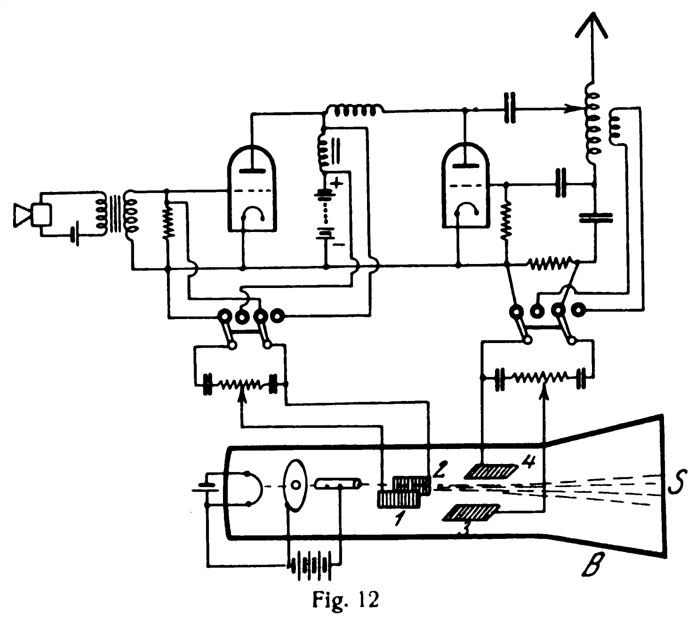


Fig. 12

durch die Modulationsströme und deren zweites Plattenpaar *3, 4* durch die modulierte Hochfrequenz gesteuert wird. Die auf dem Schirm *S* entstehenden Bilder lassen einen Schluß auf die Güte und den Grad der Modulation zu.

Selbsttätige Modulationsregelung.

Franz. Pat. 613 499 (Soc. Franc. Radio Electrique, 22. Juli 1925), veröffentlicht am 18. November 1926.

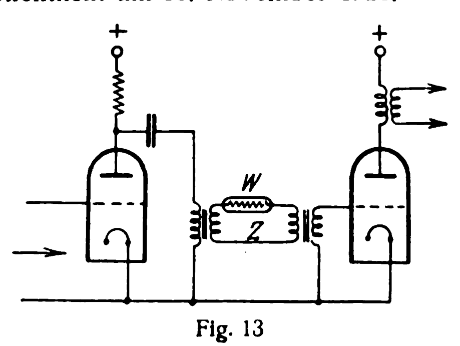


Fig. 13

Zur Begrenzung der Modulation erfolgt die Übertragung zwischen zwei Stufen der Niederfrequenzverstärkung der Modulationsströme mittels eines Zwischenkreises *Z* (Fig. 13), in dem ein Widerstand *W* eingeschaltet ist, dessen Widerstand mit der Stromstärke wächst. Als Widerstand kann z. B. eine Glühlampe verwendet werden.

Doppelröhren-Empfangsschaltung.

Brit. Pat. 261 183 (Midgley, 16. November 1925), veröffentlicht am 31. Dezember 1926.

Eine Doppelgitterröhre und eine Dreielektrodenröhre sind in einem gemeinsamen Glasgefäß angeordnet. Das

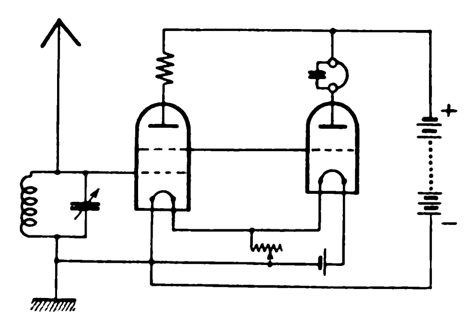


Fig. 14

zweite Gitter der Doppelgitterröhre ist unmittelbar mit dem Gitter der zweiten Röhre verbunden (Fig. 14), die Doppelgitterröhre wirkt als Hochfrequenzverstärker und Gleichrichter, die zweite Röhre als Niederfrequenzverstärker.

Die neuesten deutschen Hochfrequenz-Patente.

Nr.	Klasse und Gruppe	Ausgabetag	Inhalt
438 835	$21a^1/32$	3. 1. 27	Fernselbstschrift- od. Bildschriftverfahren
438 837	21b/27	29. 12. 26	Elektrisch beheizte Thermobatterie
438 888	21g/13	31. 12. 26	Betrieb von Hochleistungsröhren
438 928	21c 13	30. 12. 26	Hochspannungsisolatorkette
439 007	$21a^4/66$	6. 1. 27	Röhrensender
*439 008	$21a^4/66$	31. 12. 26	Schaltung für Frequenztransformatoren
439 017	21g/10	5. 1. 27	Kondensator
439 031	$21a^4/17$	31. 12. 26	Röhren-Tonsender (Zusatz zu 305 503)
439 046	$21a^2/13$	4. 1. 27	Dämpfung der Membran von akustischen Geräten
*439 047	$21a^4$ 15	10. 1. 27	Modulationsschaltung für Röhrensender
439 048	$21a^4$ 47	12. 1. 27	Rahmenantenne
439 081	$21a^4$ 38	4. 1. 27	Kristalldetektor
*439 082	$21a^4$ 15	3. 1. 27	Selbsttätige Begrenzung der Verstärkung
*439 117	$21a^4/15$	4. 1. 27	Modulationsschaltung für Röhrensender
*439 118	$21a^4/15$	4. 1. 27	Gittergleichstrommodulation
439 217	$21a^2/1$	10. 1. 27	Lautsprecher
439 263	$21a^1/32$	8. 1. 27	Bildtelegraphie
439 264	$21a^4/55$	8. 1. 27	Uebergang von drahtlosem auf Drahtverkehr
439 356	21g 24	13. 1. 27	Medizinischer Hochfrequenzapparat
439 412	$21a^4/15$	14. 1. 27	Röhrensender mit Gittergleichstrommodulation
**439 413	$21a^4$ 46	17. 1. 27	Richtempfang mehrfach modulierter Wellen
439 414	$21a^4$ 66	17. 1. 27	Antennenhalter zur Wandbefestigung
**439 471	$21a^4/59$	11. 1. 27	Erzeugung von Hochfrequenz-Dreiphasenstrom
439 472	$21a^4/68$	12. 1. 27	Kapazitätsarme Spule
439 515	$21a^4/38$	11. 1. 27	Kristalldetektor
*439 545	$21a^4/9$	11. 1. 27	Kondensator für Kurze Wellen
439 610	$21a^4$ 66	14. 1. 27	Lautsprecher als Antenne
**439 650	$21a^1$ 32	19. 1. 27	Bildübertragung
439 704	$21a^2$ 41	17. 1. 27	Verstärker mit eisenfreien Transformatoren
439 781	21c 13	18. 1. 27	Antennen-Abspannisolator
439 808	$21a^2$ 21	19. 1. 27	Kopfhörer
439 846	21g 13	19. 1. 27	Verkürzung der Pumpzeit bei Röhren
439 913	$21a^4$ 59	19. 1. 27	Hochfrequenztelephonie längs Leitungen

Die mit * bezeichneten Patente sind in diesem Heft, die mit ** bezeichneten Patente werden im nächsten Heft ausführlicher referiert.

Band 29 April 1927 Heft 4

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie
Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

INHALT

Manuskripte für das Jahrbuch, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an die Schriftleitung Dr. E. Mauz, Greifswald, Physikalisches Institut, zu senden. — Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen. — Abonnements und Inserate sind zu richten an die Verlagsbuchhandlung M. Krayn, Berlin W 10, Genthiner Straße 39, Postscheck-Konto Berlin 32647.

Über Schwingungskreise, die durch eine Eisenkernspule gekoppelt sind.[1]

Von **H. Winter-Günther.**

L. Casper, K. Hubmann und J. Zenneck haben vor einiger Zeit[2]) über Versuche berichtet, die sich auf die erzwungenen Schwingungen zweier kongruenter Kreise mit einer gemeinsamen Eisenkernspule bezogen.

Im Hinblick auf die Bedeutung der Frage für die Hochfrequenz- und Starkstromtechnik soll nun in der folgenden Arbeit das allgemeine Problem zweier Schwingungskreise behandelt werden, die über eine Spule mit geschlossenem Eisenkern gekoppelt sind.

Fig. 1 stellt das zu untersuchende System dar. Hierbei

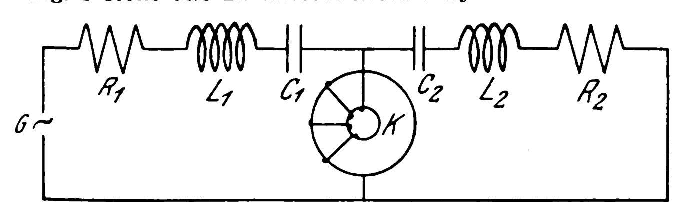


Fig. 1.

bezeichnet K einen geschlossenen Eisenkern, der mit w_1-Windungen bewickelt ist. L_1 und L_2 sind eisenfreie Induktivitäten, C_1 und C_2 Kapazitäten. In R_1 bzw. R_2 sind die Verlustwiderstände von L_1 und C_1 bzw. von L_2 und C_2 zusammengefaßt. G ist der Hochfrequenzgenerator.

Die eisenfreien Teile der Schaltung, also L_1, C_1 und R_1 bzw. L_2, C_2 und R_2 wollen wir als primäre bzw. sekundäre „Leitung" bezeichnen. Ferner führen wir noch die Eigenfrequenzen der Leitungen ein:

$$\omega_1 = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}}; \quad \omega_2 = \frac{1}{\sqrt{L_2 C_2}}$$

und deren Dämpfungskonstanten: $\delta_1 = \frac{R_1}{2 L_1}$; $\delta_2 = \frac{R_2}{2 L_2}$ und erhalten damit folgende Differentialgleichungen:

$$(1) \quad e = L_1 \left\{ \frac{d i_1}{d t} + 2 \delta_1 i_1 + \omega_1^2 \int i_1 \, d t \right\} + w_1 \frac{d \Phi_e}{d t};$$

$$(2) \quad 0 = L_2 \left\{ \frac{d i_2}{d t} + 2 \delta_2 i_2 + \omega_2^2 \int i_2 \, d t \right\} + w_1 \frac{d \Phi_e}{d t};$$

i_1 und i_2 sind Primär- und Sekundärstrom, e die äußere E. M. K.; der Fluß Φ_e im Eisenkern ist eine Funktion von $(i_1 + i_2)$.

Es ist nun zweckmäßig zu unterscheiden zwischen:
A. Systemen mit gleichgestimmten Leitungen und
B. Systemen mit nicht gleichgestimmten Leitungen.

A. Systeme mit gleichgestimmten Leitungen.

Hier ist also: $\omega_1 = \omega_2 = \omega_0$.[3])

Das Problem wird sehr vereinfacht, wenn auch die Dämpfungen der beiden Leitungen gleich groß sind, d. h. wenn $\delta_1 = \delta_2 = \delta_0$. In allen Fällen aber, in denen die Leitungsdämpfungen nur gering sind — und dies wird praktisch stets der Fall sein — können die folgenden Ergebnisse auch dann angewendet werden, wenn $\delta_1 \neq \delta_2$.

Gl. (1), (2) lauten jetzt:

$$(3) \quad e = L_1 \left\{ \frac{d i_1}{d t} + 2 \delta_0 i_1 + \omega_0^2 \int i_1 \, d t \right\} + w_1 \frac{d \Phi_e}{d t};$$

$$(4) \quad 0 = L_2 \left\{ \frac{d i_2}{d t} + 2 \delta_0 i_2 + \omega_0^2 \int i_2 \, d t \right\} + w_1 \frac{d \Phi_e}{d t}.$$

[1]) II. Teil der gekürzten Doktor-Dissertation, eingereicht am 23. Juni 1926 an der Technischen Hochschule München.
I. Teil ds. Jahrbuch **29**, 81, 1927, Heft 3.

[2]) ds. Jahrbuch **24**, 4, 1924.

[3]) Da im allgemeinen $L_1 \neq L_2$, so sind primärer und sekundärer Kreis nicht aufeinander abgestimmt.

Wie man erkennt, zerfallen diese simultanen Differentialgleichungen in die beiden unabhängigen:

$$(5)\qquad e = \frac{d\,i_4}{d\,t} + 2\,\delta_0\,i_4 + \omega_0^2 \int i_4\,d\,t$$

wobei $i_4 = L_1\,i_1 - L_2\,i_2$;

$$(6)\qquad e = L_1\left\{\frac{d\,i_3}{d\,t} + 2\,\delta_0\,i_3 + \omega_0^2 \int i_3\,d\,t\right\} + \left(1 + \frac{L_1}{L_2}\right) w_1 \frac{d\,\Phi_e}{d\,t}$$

wobei $i_3 = i_1 + i_2$.

Gl. (5) ist die gewöhnliche Schwingungsgleichung mit konstanten Koeffizienten.

Gl. (6) ist die Gleichung eines Kondensatorkreises, der eine Spule mit geschlossenem Eisenkern enthält.

Das Problem dieser speziellen gekoppelten Kreise ist damit auf das einfachere nicht gekoppelter Kreise zurückgeführt.[4])

Die Lösung der Gleichung (5), (6) ist allgemein:

$$(7)\qquad i_1 = i_3\,\frac{L_2}{L_1 + L_2} + i_4\,\frac{1}{L_1 + L_2};$$

$$(8)\qquad i_2 = i_3\,\frac{L_1}{L_1 + L_2} - i_4\,\frac{1}{L_1 + L_2}.$$

a) Diskussion der Eigenschwingungen.

Die Eigenschwingungen ergeben sich aus Gl. (5), (6):

$$(9)\qquad i_{4f} = (L_1 + L_2)\left\{A_1\,\varepsilon^{(-\delta_0 + j\omega_0)t} + B_1\,\varepsilon^{(-\delta_0 - j\omega_0)t}\right\};$$

$$(10)\qquad i_{3f} = \left(\frac{1}{L_1} + \frac{1}{L_2}\right)\left\{A_2\,P(t) \qquad + B_2\,Q(t)\right\}$$

A_n und B_n sind Integrationskonstanten.

Die Funktionen P und Q sind analytisch nicht näher anzugeben; sie sind die Eigenschwingungen eines Kondensatorkreises, der die Kapazität C_1, den Ohmschen Widerstand R_1, die eisenfreie Induktivität L_1 und eine Eisenkernspule mit dem magnetischen Flusse $\left(1 + \frac{L_1}{L_2}\right)\Phi_e$ und der Windungszahl w_1 enthält. Aber von der experimentellen Untersuchung derartiger Kreise her ist es bekannt, daß P und Q stark gedämpfte, nicht sinusförmige Schwingungen sind, deren Grundfrequenz tiefer ist als ω_0.

Für die freien Schwingungen der gekoppelten Kreise selbst erhält man aus Gl. (7), (8), (9), (10) folgende Beziehungen:

$$(11)\qquad i_{1f} = \frac{1}{L_1}\left\{A_2\,P(t) + B_2\,Q(t)\right\} + \left\{A_1\,\varepsilon^{(-\delta_0 + j\omega_0)t} + B_1\,\varepsilon^{(-\delta_0 - j\omega_0)t}\right\};$$

$$(12)\qquad i_{2f} = \frac{1}{L_2}\left\{A_2\,P(t) + B_2\,Q(t)\right\} - \left\{A_1\,\varepsilon^{(-\delta_0 + j\omega_0)t} + B_1\,\varepsilon^{(-\delta_0 - j\omega_0)t}\right\};$$

Das Ergebnis der Rechnung ist folgendes:

Die Eigenschwingungen der gekoppelten Kreise mit gleichgestimmten Leitungen setzen sich aus zwei Teilen zusammen:

1. aus einem stark gedämpften, nicht sinusförmigen Anteil, dessen Grundfrequenz tiefer ist als ω_0;
2. aus einer schwach gedämpften Sinusschwingung von der Frequenz ω_0.

Die Amplituden des schwächer gedämpften Anteiles sind für primären und sekundären Strom gleich groß, die Phasen dieser Teilschwingungen um 180° verschieden; die stark gedämpften Anteile der beiden Ströme sind gleichphasig, dagegen verhalten sich die Amplituden wie $i_{1f} : i_{2f} = L_2 : L_1$

Aus Gl. (10) folgt ferner, daß der im Falle direkter Kopplung durch die Kopplungsspule fließende Strom i_{3f} nur aus der einen, stark gedämpften Koppelschwingung besteht.

Versuche hierzu.

In Fig. 2 ist die verwendete Schaltung wiedergegeben. Hier und im folgenden verwendeten wir stets einen mit

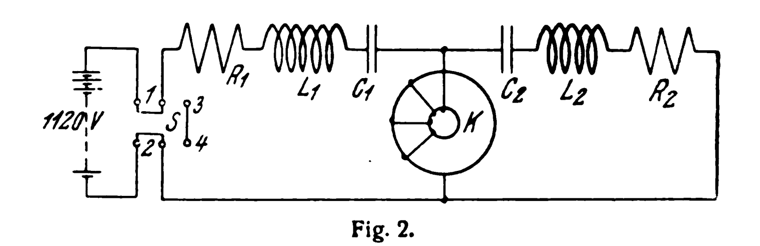


Fig. 2.

60 Wdg. bewickelten Eisenkern, dessen Dimensionen früher[5]) angegeben wurden. Die Eigenfrequenz der primären und der sekundären Leitung war $\omega_0 = 2\,\pi \cdot 410\ \mathrm{sk}^{-1}$, deren Dämpfungskonstante $\delta_0 = 30\ \mathrm{sk}^{-1}$, das Verhältnis der Leitungsinduktivitäten war $L_1 : L_2 = 1 : 2$.

Zunächst wurde der Primär-Kondensator auf 1120 Volt aufgeladen, dann wurde der Schalter S auf die Stellung 3—4 umgelegt.

Das Oszillogramm der entstehenden Ausgleichströme zeigen die Fig. 3, 4 und 5. Die Kurven wurden mit der Braunschen Röhre gewonnen; die Ablenkungsspulen derselben, welche eine vernachlässigbar kleine Induktivität hatten, wurden in die jeweilige Strombahn eingeschaltet. Im übrigen wurde für diese Vorbeiziehaufnahme die von J. Zenneck[6]) früher beschriebene Apparatur benützt.

Fig. 3 ist das Oszillogramm des durch die Eisenkernspule fließenden Stromes i_3. Im Einklang mit der Theorie besteht i_3 nur aus der einen, stark gedämpften, nicht sinusförmigen Koppelschwingung.

Fig. 4 ist das Oszillogramm des Primärstromes i_1, Fig. 5 dasjenige des Sekundärstromes i_2. Beide Ströme setzen sich offenbar aus zwei Anteilen zusammen, wie die kurz nach dem Einschalten auftretenden Schwebungen beweisen; das rasche Verschwinden dieser letzteren zeigt aber, daß der eine Anteil stark gedämpft ist; nach kurzer Zeit bestehen die Ströme i_1 und i_2 nur noch aus einer schwach gedämpften Sinusschwingung.

Fig. 6 stellt das Oszillogramm jenes Ausgleichstromes dar, der entstand, wenn aus der Schaltung Fig. 2 die Eisendrossel herausgenommen wurde, alles andere aber unverändert blieb.

Der Vergleich von Fig. 4, 5 mit Fig. 6 zeigt, daß die Dämpfung des schwächer abklingenden Stromanteiles in Fig. 4, 5 gleich ist der Dämpfung dieses Leitungsstromes Fig. 6, in Übereinstimmung mit Gl. (9).[7])

[4]) Man sieht, daß diese Zurückführung ganz allgemein möglich ist unabhängig von der Art der Kopplung, wenn die Leitungen aufeinander abgestimmt sind.

[5]) Vergl. R. Strigel, ds. Jahrbuch **29**, 10, 1924.

[6]) Phys. ZS. **14**, 226, 1913.

[7]) Da sich das Vakuum im Innern der Braun'schen Röhre von Aufnahme zu Aufnahme änderte, können die Amplituden der Ströme in den verschiedenen Figuren nicht direkt miteinander verglichen werden.

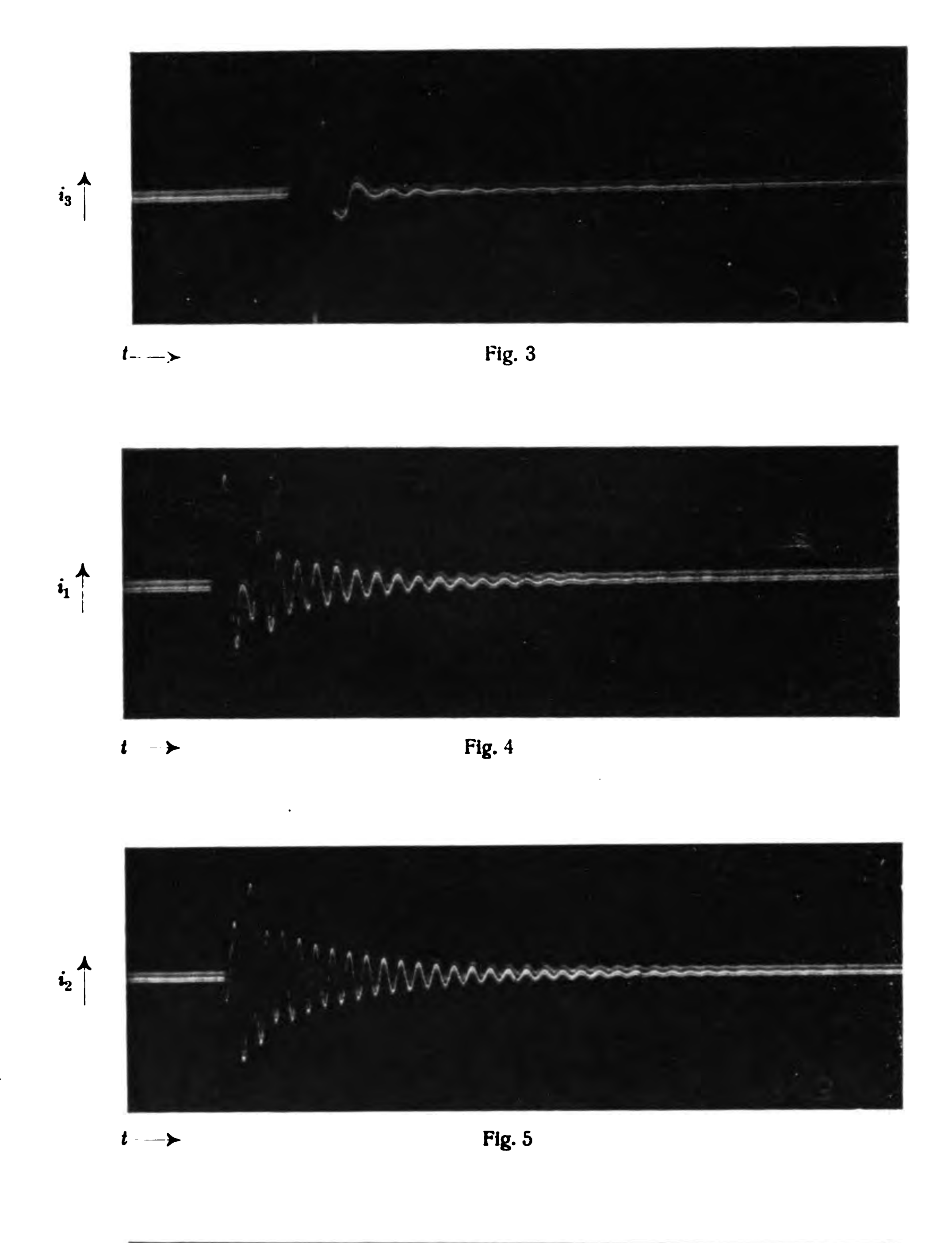


Fig. 3

Fig. 4

Fig. 5

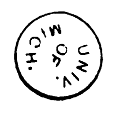
i_4

t

Fig. 6

Verlag von M. Krayn, Berlin W. 10

Zum Aufsatz: H. Winter-Günther, Über Schwingungskreise die durch eine Eisenkernspule gekoppelt sind



b) Diskussion der erzwungenen Schwingungen.

Wird in dem Primärkreis ein Generator gelegt, der eine sinusförmige Spannung liefert, ist also $e = E \sin \omega t$, so erhält man die stationären Ströme aus den partikularen Integralen der Gl. (5), (6):

i_4 wird eine reine Sinusschwingung:

$$i_4 = \frac{e}{2\delta_0 + j\left(\omega - \frac{\omega_0^2}{\omega}\right)} \tag{13}$$

Auch das partikulare Integral für i_3 ist bekannt: es entspricht nach Gl. (6) den Charakteristiken eines Kondensatorkreises, der eine Eisenspule mit magnetischem Flusse $\left(1 + \frac{L_1}{L_2}\right) \Phi_e$ und der Windungszahl w_1 enthält, die in Serie liegt mit der eisenfreien Spule L_1, dem Kondensator C_1, dem Verlustwiderstande R_1 und an den die sinusförmige Spannung e angelegt ist.[8])

Auch für die stationären Ströme gelten die Gl. (7), (8).

Da das Maximum von i_4 nach Gl. (13) bei der Generatorfrequenz $\omega = \omega_0$ liegt, so wird für den Frequenzbereich in der Nähe von ω_0 $i_3 \ll i_4$ und daher verhalten sich die gekoppelten Kreise hier angenähert so, als wenn in dem Schaltschema Fig. 1 die Eisenspule ganz fehlen würde; das heißt aber, daß das Resonanzmaximum höherer Frequenz unabhängig von der Generatorspannung stets bei ω_0 liegt; primärer und sekundärer Strom besitzen in seiner Umgebung gleiche Amplituden und sind praktisch sinusförmig.

Die tiefere Koppelfrequenz aber liegt in unmittelbarer Nachbarschaft der Resonanzstellen von i_3. Es wird hier $i_3 \gg i_4$ und die Gestalt der Stromkurven und die der Charakteristiken hat den bekannten Typus von eisenhaltigen einfachen Kondensatorkreisen.[9])

Versuche hierzu.

Fig. 7a, 7b stellen die Resonanzkurven des primären und sekundären Stromeffektes dar.[10]) Abszisse ist die Generatorfrequenz. Die Eigenfrequenz der primären und der sekundären Leitung war $\omega_0 = 2\pi \cdot 515\,\text{sk}^{-1}$; das Verhältnis der Leitungsinduktivitäten war $L_1 : L_2 = 1 : 2$.

Wie die Theorie verlangt, liegen die Resonanzmaxima höherer Frequenz stets bei ω_0 und haben einen völlig symmetrischen Verlauf, die Effektivwerte der Ströme J_1 und J_2 sind annähernd gleich groß. Dagegen haben die Maxima tieferer Frequenz durchaus den Charakter von denjenigen eines eisenhaltigen Kondensatorkreises.

B. Systeme mit nicht gleichgestimmten Leitungen.

Hier ist also $\omega_1 \neq \omega_2$ und $\delta_1 \neq \delta_2$.

Wir werden uns in diesem Teile auf die Diskussion der erzwungenen Schwingungen beschränken und hierbei wiederum nur solche Fälle untersuchen, bei denen die höheren Stromharmonischen gegenüber der Grundschwingung zu vernachlässigen sind, was ja für die meisten praktischen Fälle zutrifft.

[8]) Vgl. hierzu L. Casper, K. Hubmann und J. Zenneck, ds. Jahrbuch **23**. 63, 1924.

[9]) Der von Casper, Hubmann und Zenneck (l. c.) früher behandelte Fall kongruenter Schwingungskreise ist in dieser allgemeinen Untersuchung als Spezialfall $L_1 = L_2$ enthalten.

[10]) Parameter der Kurven ist die Generatorspannung.

Wir wollen zunächst kurz auf ein Gesetz eingehen, das unter diesen Voraussetzungen für die Stromspannungscharakteristiken der Schaltung Fig. 1 gilt:

In einer vorausgehenden Veröffentlichung[11]) wurde die Spannung an der Wickelung des Eisenkernes dargestellt durch die Gleichung: $e_e = L \cdot \frac{d\mathfrak{B}}{d\mathfrak{H}} \cdot \frac{d(i_1 + i_2)}{dt}$.

$\mathfrak{H}$ ist hierbei das Feld im Eisenkern, $\mathfrak{B}$ die magnetische Induktion; L ist nicht abhängig von der Eisensättigung, sondern allein durch die Dimensionen der Eisendrossel bestimmt, während $\frac{d\mathfrak{B}}{d\mathfrak{H}}$ nur von den augenblicklichen und vorausgehenden Werten von $\mathfrak{H}$ abhängt.

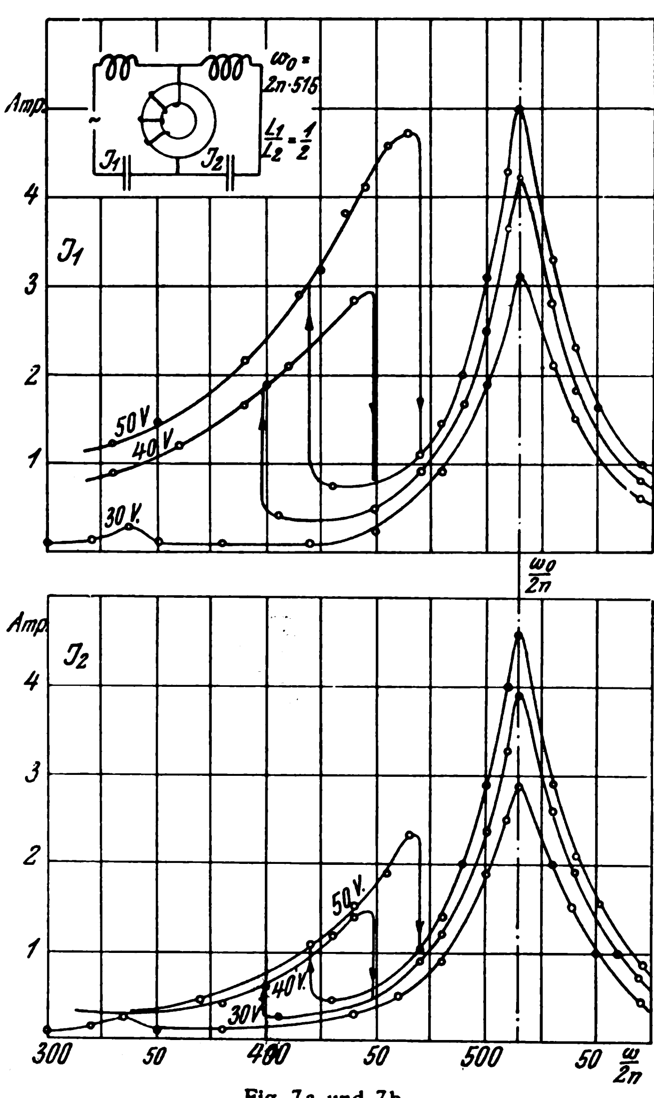


Fig. 7a und 7b.

Da nach Voraussetzung $(i_1 + i_2) = I_3 \sin \omega t$ ist, wird

$$e_e = \omega L \cdot J_3 \cdot \left\{\frac{d\mathfrak{B}}{d\mathfrak{H}} \cdot \cos \omega t\right\}$$

wofür auch folgende Fourierreihe geschrieben werden kann:

$$e_e = \omega L \cdot J_3 \left\{\varkappa_1 \cos \omega t + \frac{\rho_1}{\omega} \sin \omega t + \sum_2^\infty \mu_n \sin (n\omega t - \varphi_n)\right\} \tag{14}$$

$\varkappa_1$ und ρ_1 sowie alle μ_n, φ_n sind Funktionen des Maximal-

[11]) s. dieses Jahrb. **29**, S. 81, 1927, Heft 3.

wertes des magnetischen Feldes im Eisen, also von cI_3; sie sind von den Dimensionen der Drossel unabhängige Materialfunktionen.

Bekanntlich denkt man sich zur Definition der Induktivität L_e und des Verlustwiderstandes R_e der Eisenkernspule diese durch eine eisenfreie Spule ersetzt, deren Spannung bei gleicher Größe des sinusförmigen Stromes mit der Grundschwingung der Spannung an der Eisendrossel der Größe und Phase nach übereinstimmt.

Hieraus und aus Gl. (14) ergibt sich:

$$L_e = L\varkappa_1, \quad R_e = L\rho_1.$$

Für die Grundschwingung der Generatorspannung folgt daher:

$$e_1 = i_1\left\{j\left(\omega L_1 - \frac{1}{\omega C_1}\right) + R_1\right\} + (i_1 + i_2)\left\{\rho_1 L + j\omega\varkappa_1 L\right\}; \tag{15}$$

$$0 = i_2\left\{j\left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C_2}\right) + R_2\right\} + (i_1 + i_2)\left\{\rho_1 L + j\omega\varkappa_1 L\right\}. \tag{16}$$

und nach Einführung der Leitungs-Reaktanzen:

$$X_1 = \left(\omega L_1 - \frac{1}{\omega C}\right); \qquad X_2 = \left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C_2}\right)$$

$$e_1 = i_1\{jX_1 + R_1\} + (i_1 + i_2)L\cdot\{\rho_1 + \omega\varkappa_1\}; \tag{17}$$

$$0 = i_2\{jX_2 + R_2\} + (i_1 + i_2)L\cdot\{\rho_1 + \omega\varkappa_1\}. \tag{18}$$

Das Ergebnis der Rechnung ist also folgendes:
Bei konstanter Generatorfrequenz und bei sinusförmigen Strömen hängt das Verhalten der über eine bestimmte Eisenkernspule gekoppelten Kreise nur ab von den Leitungs-Reaktanzen und den Leitungswiderständen. Es sei besonders hervorgehoben, daß die Charakteristiken dieser Kreise durch eine beliebige Vergrößerung von L_1 und L_2 nicht wesentlich beeinflußt werden, wenn durch gleichzeitige Verkleinerung von C_1 und C_2 die Reaktanzen X_1 und X_2 ungeändert bleiben.

L_1 und L_2 wird man aber immer möglichst groß wählen, damit die höheren Stromharmonischen klein bleiben.

Zu einer übersichtlichen Darstellung der Stromspannungskurven gelangt man, wenn die Schaltung Fig. 1 als eine „Stromverzweigung" aufgefaßt wird, der die Leitung L_1, C_1, R_1 vorgeschaltet ist. Die Stromverzweigung wird von der Eisendrossel und der zu dieser parallel liegenden Sekundärleitung L_2, C_2, R_2 gebildet. Ihre resultierende Impedanz ist eine Funktion der Sättigung des Eisens, also von $i_1 + i_2$ und daher, auch wie Gl. (18) lehrt, von i_1, unabhängig von der primären Leitung. Je nach der Wahl der sekundären Leitung ist aber die Abhängigkeit dieser Impedanz von dem Primärstrom verschieden und hierdurch erklärt sich die Mannigfaltigkeit der Stromspannungscharakteristiken der gekoppelten Kreise.

Den folgenden experimentellen Untersuchungen stellen wir deshalb die empirisch ermittelte Abhängigkeit der Stromverzweigungsimpedanz von dem Primärstrom bei Variation der sekundären Leitungsreaktanz voran.

a) Die resultierende Impedanz der Stromverzweigung als Funktion von J_1. (Fig. 8.)

Der sekundäre Verlustwiderstand R_2 wird so klein gehalten, als es die Versuchsanordnung gestattet, die Reaktanz X_2 wird zwischen sehr großen positiven und sehr großen negativen Werten variiert.

Um die Oberschwingungen der Ströme zu unterdrücken, muß zwischen die Stromverzweigung und den Generator eine Reaktanz gelegt werden, die eine große eisenfreie Induktivität enthält und auf die Grundfrequenz des Generators abgestimmt ist (s. Fig. 8b).[12])

Die Generatorfrequenz ist konstant $\omega = 2\pi \cdot 500\ \text{sk}^{-1}$.

1. Sekundäre Leitungsreaktanz induktiv (Fig. 8a).

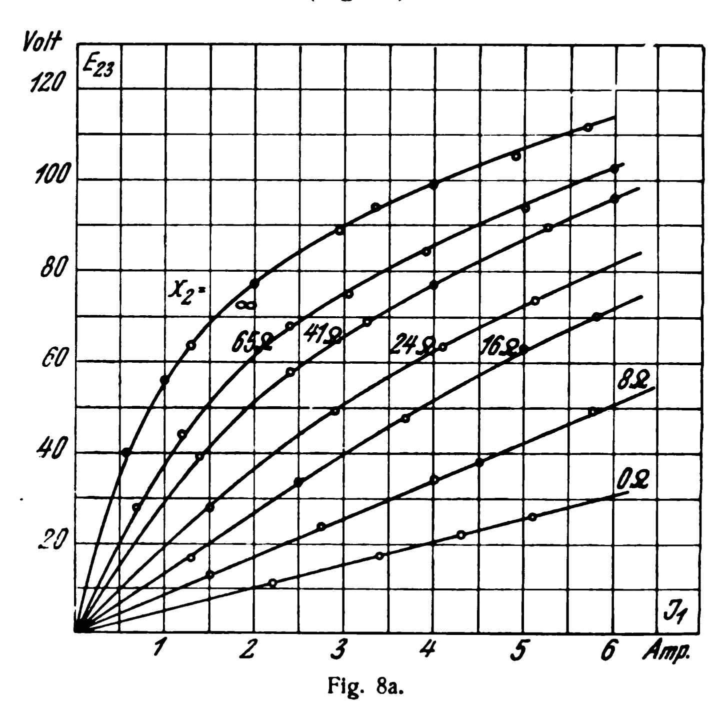


Fig. 8a.

Da bei einer induktiven sekundären Reaktanz i_1 und i_2 annähernd eine Phasendifferenz von 180° besitzen, so ist J_1 stets größer als J_2 und J_3. Das bedeutet aber, daß bei gleichem Primärstrom die Sättigung des Eisenkernes um so geringer ist, je kleiner X_2 ist.

In Fig. 8a sind die experimentellen Kurven wiedergegeben; sie stellen den primären Strom J_1 als Funktion der Spannung E_{23} dar, die Werte der sekundären Reaktanz bilden die Parameter der Kurven.[13]) Die Kurve für $X_2 = \infty$ ist die Charakteristik der Eisenkernspule. Je größer X_2 ist, um so mehr nähern sich die Kurven der Charakteristik der Eisenkernspule, je kleiner X_2 ist, um so mehr werden die Kurven geradlinig.

2. Sekundäre Leitungsreaktanz kapazitiv (Fig. 8b).

Fig. 8b zeigt die experimentell ermittelten Charakteristiken des Primärstromes, der Parameter der Kurven ist wieder X_2. Offenbar können diese Charakteristiken zwei wesentlich verschiedene Gestalten annehmen, je nachdem die sekundäre

[12]) Bei allen Versuchsreihen überzeugten wir uns stets mit Hilfe der Braunschen Röhre, daß die Ströme merklich sinusförmig waren.

[13]) Die Charakteristiken des Sekundärkreises sind natürlich geradlinig.

Reaktanz größer als die maximale Induktanz der Eisenspule oder kleiner als diese ist:

$$|X_2| > (\omega L \varkappa_1)_{max}$$

Dies trifft zu für die Kurve $X_2 = -88\,\Omega$. Die Stromverzweigung ist bei keinem Werte der Eisensättigung mit der

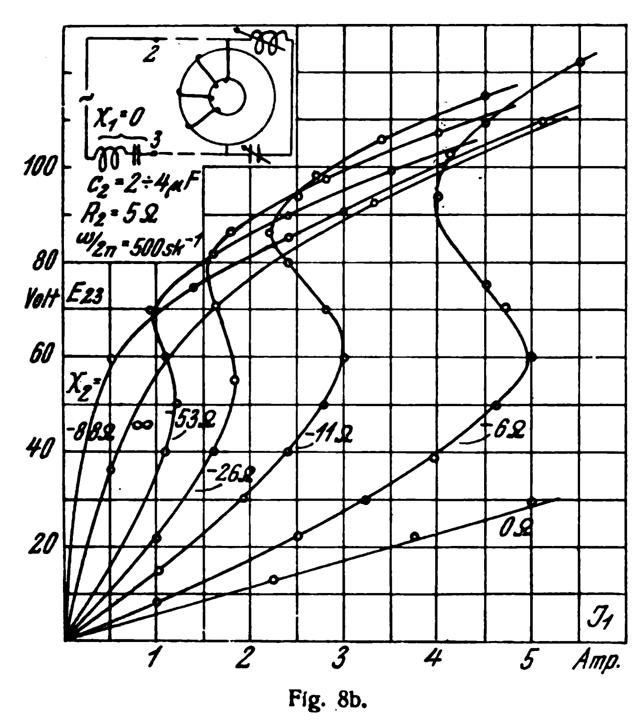


Fig. 8b.

Generatorfrequenz in Resonanz. Ihre resultierende Reaktanz ist stets induktiv.

$$|X_2| < (\omega L \varkappa_1)_{max}$$

Dies ist der Fall für die Kurven $X_2 = -63\,\Omega$ bis $X_2 = -6\,\Omega$. Der primäre Strom steigt zunächst mit wachsender Spannung an, geht dann auf einen kleineren Wert zurück und nimmt von da ab wieder stark zu.[14]) Im Stromminimum ist offenbar die Stromverzweigung annähernd in Resonanz mit der Generatorfrequenz (also $X_2 = -(\omega L \varkappa_1)_{max}$). Für Spannungen, die oberhalb dieses Wertes liegen, hat sie daher eine induktive, darunter eine kapazitive resultierende Reaktanz.[15])

b) Die allgemeinen Charakteristiken (Fig. 10, 11, 12, 13).

Zu den Charakteristiken der allgemeinen gekoppelten Kreise gelangten wir, indem wir aus diesen 3 typischen Stromverzweigungen je eine charakteristische herausgriffen, und diesen verschiedene primäre Reaktanzen vorschalteten. Die Verluste beider Leitungen wurden wieder so klein wie möglich gehalten.

Aufnahme labiler Bereiche (Fig. 9).

Um den Verlauf dieser Charakteristiken auch in ihren labilen Teilen aufnehmen zu können, ist es bekanntlich notwendig, die Belastungscharakteristik des Generators stärker fallend zu machen, als die Stromspannungscharakteristik des äußeren Kreises. Diese Bedingung erfüllten wir durch folgenden Kunstgriff: In Reihe zur primären Reaktanz X_1 (s. Fig. 9), wurde eine Leitung mit der Reaktanz $(-X_1)$ gelegt, so daß die nunmehrige primäre Leitung mit der Generatorfrequenz in Resonanz war. Variierte man nun die angelegte Spannung zwischen den Punkten 13, so erhielt man die überall stabile Charakteristik der Stromver-

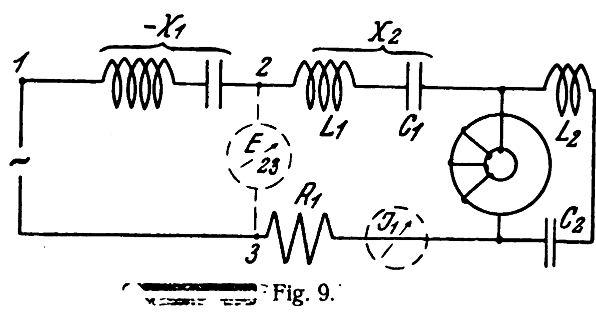


Fig. 9.

zweigung. Wurde aber hierbei die Spannung zwischen den Punkten 23 gemessen, so bekam man auf diese Weise die Charakteristik des zu untersuchenden Kreises. Unter den folgenden Kurvenscharen wurde je eine Charakteristik auf diese Art aufgenommen und gestrichelt eingezeichnet.

1. Sekundäre Reaktanz kapazitiv ($X_2 < 0$) (Fig. 10, 11, 12).

Nach oben hat man hier zwischen zwei Fällen zu unterscheiden:

$$|X_2| > (\omega L \varkappa_1)_{max} \quad \text{(Fig. 10)}$$

Als Sekundärleitung nahmen wir jene, welcher in Fig. 8b die Kurve mit $X_2 = -88\,\Omega$ entspricht. Die Charakteristiken des Primärstromes (Fig. 10a) unterscheiden sich von denen des einfachen Eisenkreises[16]) in der Hauptsache nur dadurch, daß die Ziehgrenzen hier größer als dort sind.

$$|X_2| < (\omega L \varkappa_1)_{max} \quad \text{(Fig. 11, 12)}$$

Nach oben besitzt in diesem Falle die Stromverzweigung bei schwacher Sättigung eine kapazitive, bei starker Sättigung der Eisenkernspule eine induktive resultierende Reaktanz. Daher treten in den Charakteristiken Resonanzstellen sowohl auf, wenn derartigen Stromverzweigungen eine induktive, wie auch wenn ihnen eine kapazitive primäre Reaktanz vorgeschaltet wird.

Bei der Aufnahme der Kurven (Fig. 11, 12) verwendeten wir als Stromverzweigung jene Schaltung der in Fig. 8b die Kurve mit dem Parameter $X_2 = -6\,\Omega$ entspricht und veränderten die primären Reaktanzen zwischen hohen positiven und hohen negativen Werten.

Primäre Reaktanz induktiv (Fig. 11).

Der Primärstrom (Fig. 11a) steigt zunächst mit wachsender Spannung, springt dann auf einen kleineren Wert zurück und steigt von hier ab wieder langsam an. Bei abnehmender Spannung fällt zunächst der Primärstrom auf ein Minimum herab, kurz unterhalb desselben kippt er zurück auf den Ast größerer Amplituden.

Der Verlauf des Sekundärstromes ist in Fig. 11b gegeben, er kippt im entgegengesetzten Sinne wie der Primärstrom und zwischen größeren Werten als dieser.

Primäre Reaktanz kapazitiv (Fig. 12).

Die Resonanzstellen der Charakteristiken können in diesem Falle nur bei hohen Eisensättigungen auftreten, da dann erst nach Fig. 8b die Stromverzweigung eine resultierende induktive Reaktanz besitzt. Fig. 12a, b zeigen die Kurven, die mit derselben Stromverzweigung wie die-

[14]) Vgl. L. Fleischmann E. T. Z. **45**, 1307, 1924.

[15]) In diesem Falle weichen die sekundären Charakteristiken unter Umständen erheblich von Geraden ab, weil die Spannung e_{23} wegen der hohen Sättigung der Eisenspule stark verzerrt ist.

[16]) vgl. L. Casper, K. Hubmann und J. Zenneck, l. c.



jenigen in Fig. 11 gewonnen wurden. Primär- und Sekundärstrom nehmen zunächst mit der Spannung linear zu, kippen plötzlich von kleineren auf größere Werte und steigen dann wieder linear an. Bei abnehmender Spannung treten erhebliche Ziehgrenzen auf. Es sei noch besonders auf den vom bisherigen stark abweichenden Verlauf der Kurven im labilen Teile hingewiesen (gestrichelter Teil).

2. Sekundäre Reaktanz induktiv ($X_2 > 0$) (Fig. 13—20).

Allgemeine Charakteristiken (Fig. 13).

Das Verhalten von Kreisen mit derartigen Stromverzweigungen nähert sich um so mehr demjenigen von eisenfreien Kreisen, je kleiner die Reaktanz der sekundären Leitung ist. Von besonderem Interesse ist aber der Fall,

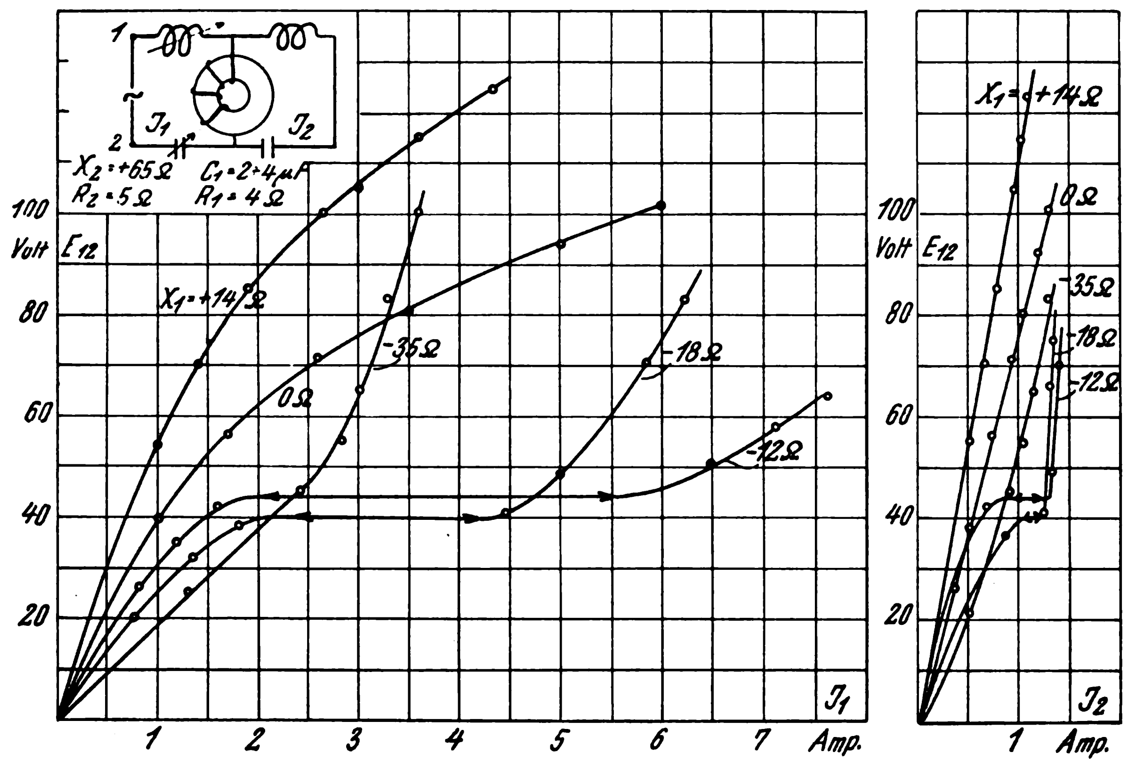


Fig. 10a und 10b.

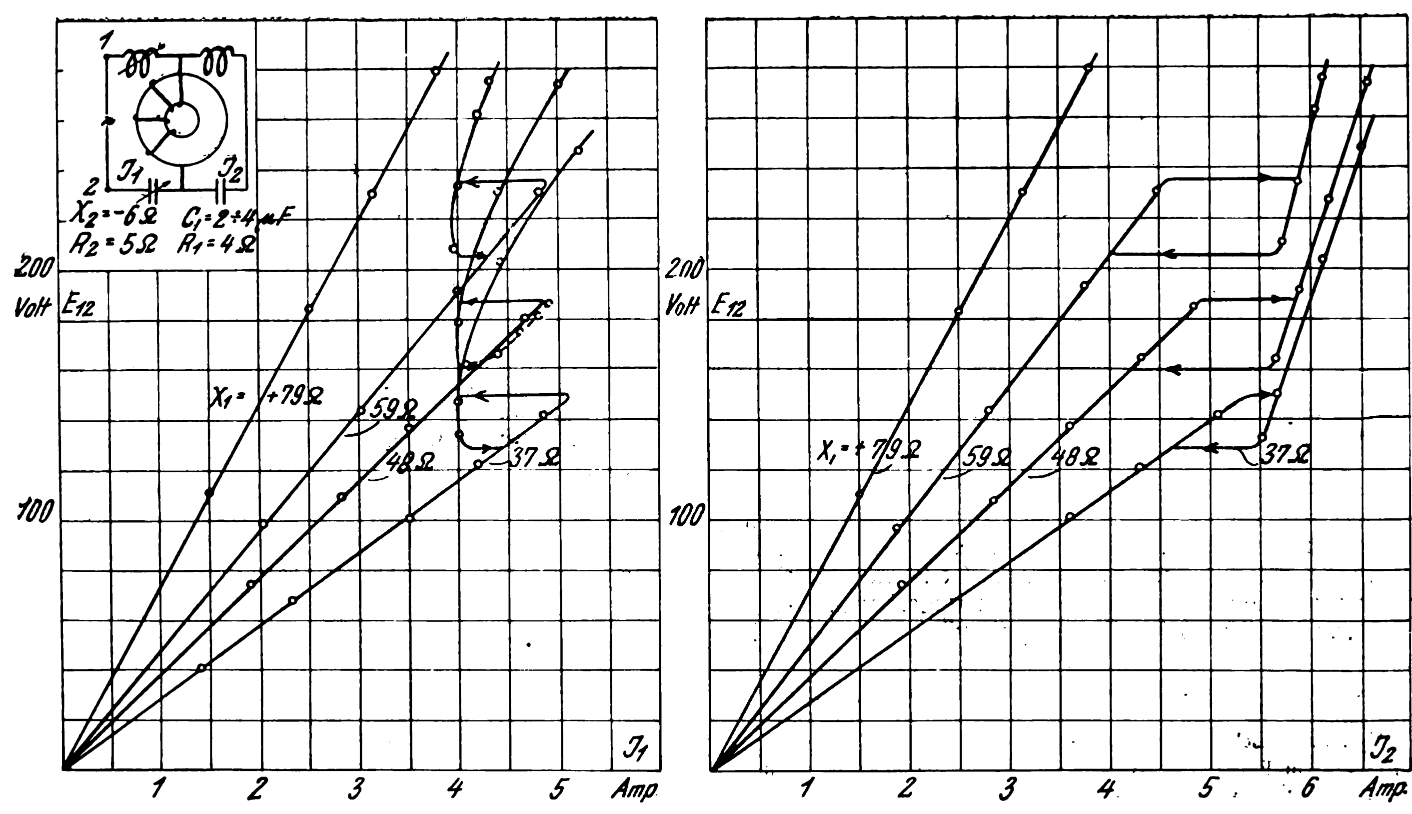


Fig. 11a und 11b.

bei dem die sekundäre Leitungsreaktanz ungefähr gleich ist der maximalen Induktanz der Eisenspule, wenn also $X_2 = (\omega L_{\varkappa_1})_{max}$ ist. Dies trifft unter den Kurven in Fig. 8a für diejenigen zu mit dem Parameter $X_2 = + 65\,\Omega$.

In Fig. 13 sind die Charakteristiken dargestellt, die wir erhielten, wenn wir dieser Stromverzweigung verschiedene primäre Reaktanzen vorschalteten. Wie ein Vergleich mit den Kurven des einfachen Kreises zeigen würde, ist der

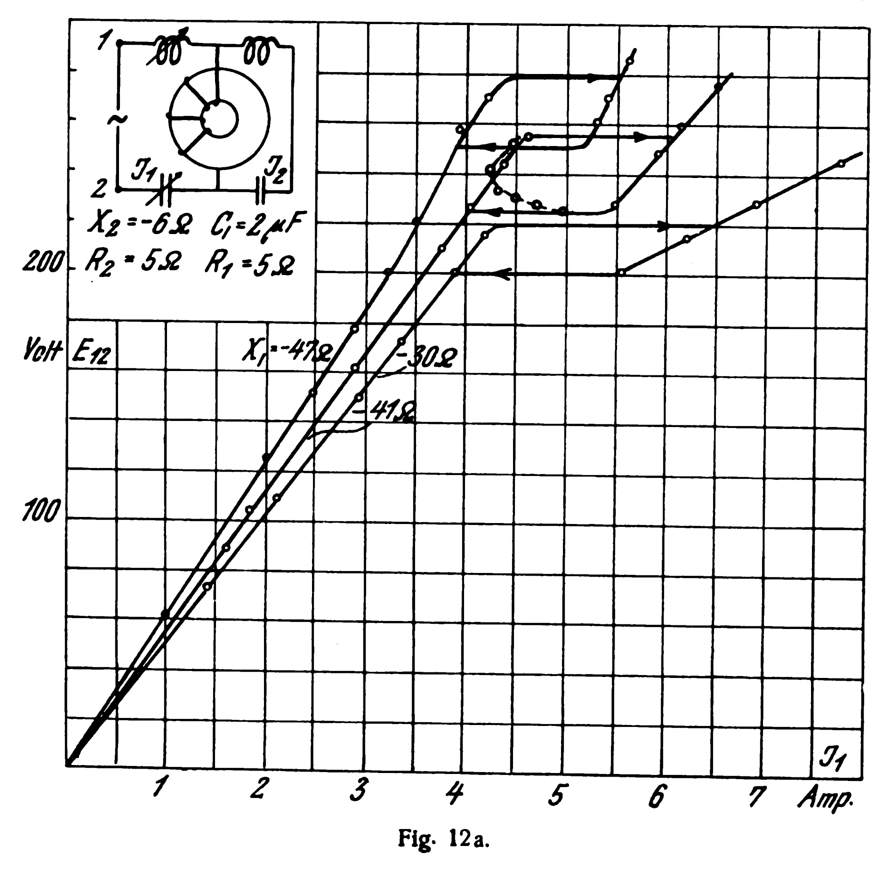


Fig. 12a.

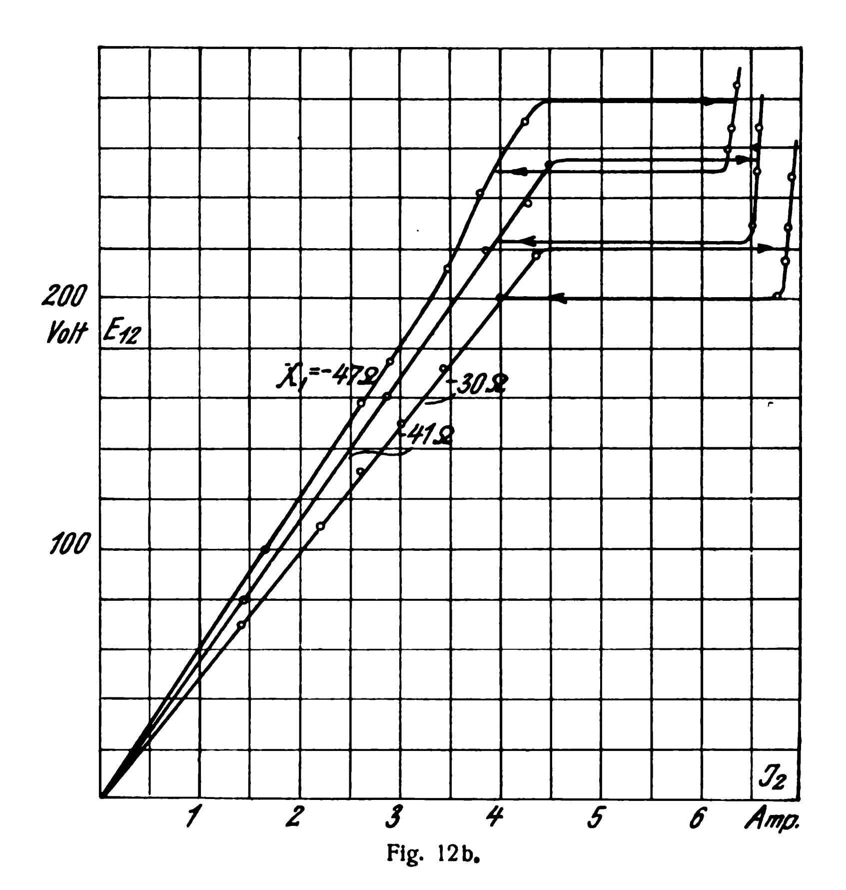


Fig. 12b.

Verlauf von J_1 mit zunehmender Generatorspannung in beiden Fällen annähernd der gleiche; auch hier kann der

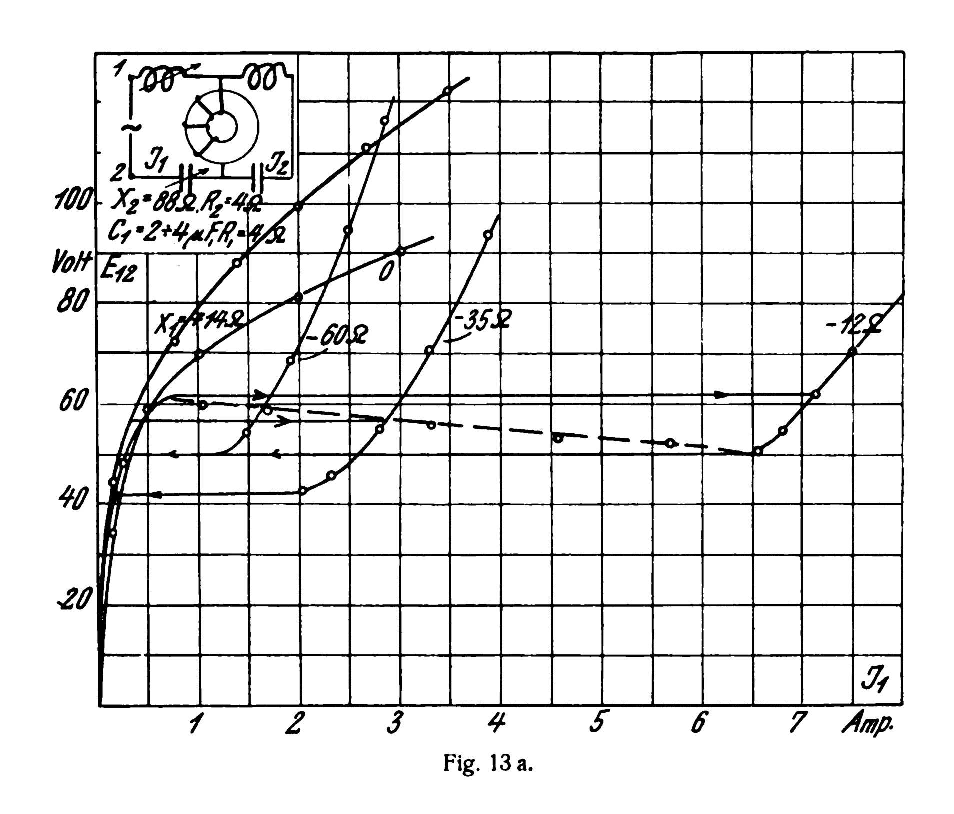


Fig. 13 a.

Strom unter Umständen bei einer bestimmten Sättigung mit zunehmender Spannung auf einen wesentlich größeren Wert kippen.

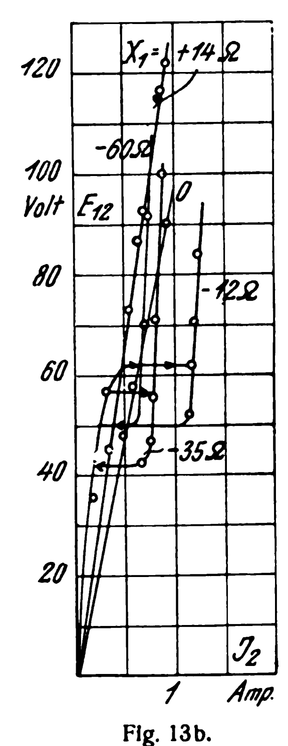


Fig. 13b.

Mit abnehmender Spannung dagegen erfolgt hier der Absprung des Stromes bei fast derselben Spannung wie der Aufsprung, die Ziehgrenzen verschwinden hier beinahe. Der Sekundärstrom bleibt gegenüber dem primären Strom dabei sehr klein.

Es gelingt also mit Hilfe eines kleinen sekundären induktiven Stromes die Stromsprünge eines Eisenkernkreises reversibel zu machen. Damit ist die Möglichkeit gegeben, den Primärstrom durch kleine Änderungen der Generatorspannung zu steuern.

Gründe für das Verschwinden der Ziehgrenzen.

Sieht man von den Verlusten im Eisen und in den Leitungen ab, so können die Diagramme der gekoppelten Kreise leicht konstruiert werden.

Dies ist für den vorliegenden Fall in Fig. 14 geschehen:

Die Ordinaten stellen Spannungswerte, die Abszissen Stromwerte dar. In Fig. 14a ist die Charakteristik der Stromverzweigung (Kurve J_1) dadurch konstruiert, daß für die jeweilige Spannung dem Strom durch die Eisenkernspule (Kurve J_3) derjenige durch die sekundäre Leitung (Kurve J_2) hinzugezählt wurde. Die Gerade E_1 stellt den Spannungsfall des Primärstromes in der primären Leitung dar ($X_1 < 0$). Subtrahiert man E_1 von der dem gleichen J_1 entsprechenden Spannung an der Stromverzweigung, so erhält man die Stromspannungscharakteristik der gekoppelten Kreise (Fig. 14b, Kurve a). Zum Vergleich ist in Fig. 14b das Diagramm desselben Kreises eingetragen ohne sekundäre Leitung (Kurve b).

Würde man die Verluste nicht vernachlässigen, so erhielte man Charakteristiken der in Fig. 14c dargestellten Art. Beachtet man nun, daß hier die Ziehgrenzen durch die Strecke h gegeben sind, so erkennt man, daß aus Fig. 14b das beobachtete Verschwinden der Ziehgrenzen bei sekundärer Induktanz durch die Kleinheit von h'' gegen h' erklärt werden kann. Die dem Spannungsminimum entsprechende Stromstärke wird durch die sekundäre Leitung kaum verkleinert, daher bleibt die Größe der Stromsprünge annähernd erhalten.



Weitere Untersuchungen an dieser Schaltung (Fig. 15—19).

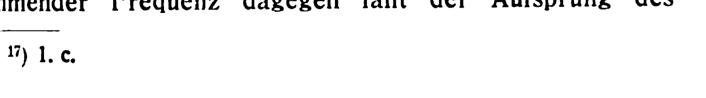
Da der sekundäre Strom gegenüber dem Primärstrom klein bleibt, so können auch seine Oberschwingungen eine nur geringe Verzerrung des Primärstroms hervorrufen. Bei allen folgenden Versuchen wurde daher die sekundäre Leitung ohne Verwendung von Kondensatoren einfach aus eisenfreien Induktivitäten gebildet.

Ebenso wie bei den Stromspannungs-Charakteristiken verschwinden auch die Ziehgrenzen in den Resonanz-Charakteristiken eines derartigen Kreises:

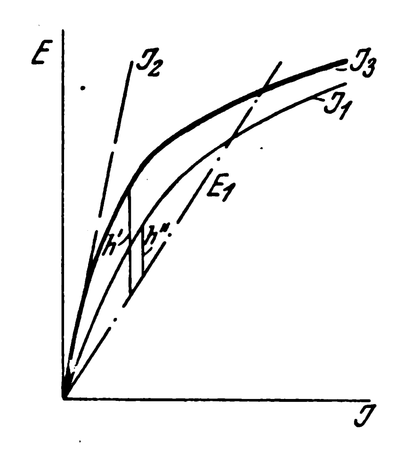
Fig. 15 ist die Resonanz-Charakteristik eines gewöhnlichen Eisenkreises, die in der Arbeit von Casper, Hubmann und Zenneck[17]) ausführlich besprochen ist. Abszisse ist die Generatorfrequenz, Parameter der Kurven ist die Generatorspannung.

Die Fig. 16 zeigt nun die Resonanzkurven desselben Kreises, wenn parallel zur Eisendrossel eine eisenfreie Spule gelegt wurde, deren Induktivität ungefähr der maximalen Induktivität der Eisenkernspule entsprach.

Die Strommaxima liegen annähernd bei denselben Frequenzen wie in Fig. 15. Wie dort kippt der Primärstrom (Fig. 16a) kurz nach dem Maximum mit steigender Frequenz auf einen wesentlich geringeren Wert herab. Bei abnehmender Frequenz dagegen fällt der Aufsprung des



[17]) l. c.



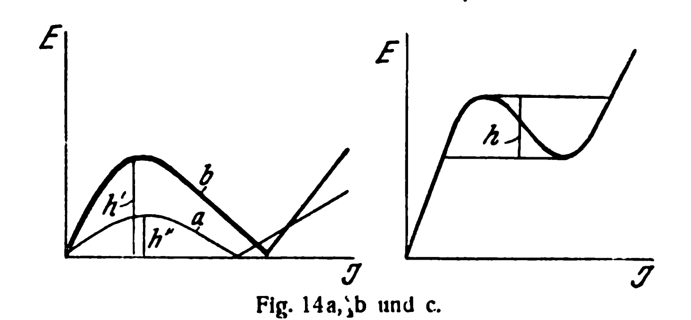


Fig. 14a, b und c.

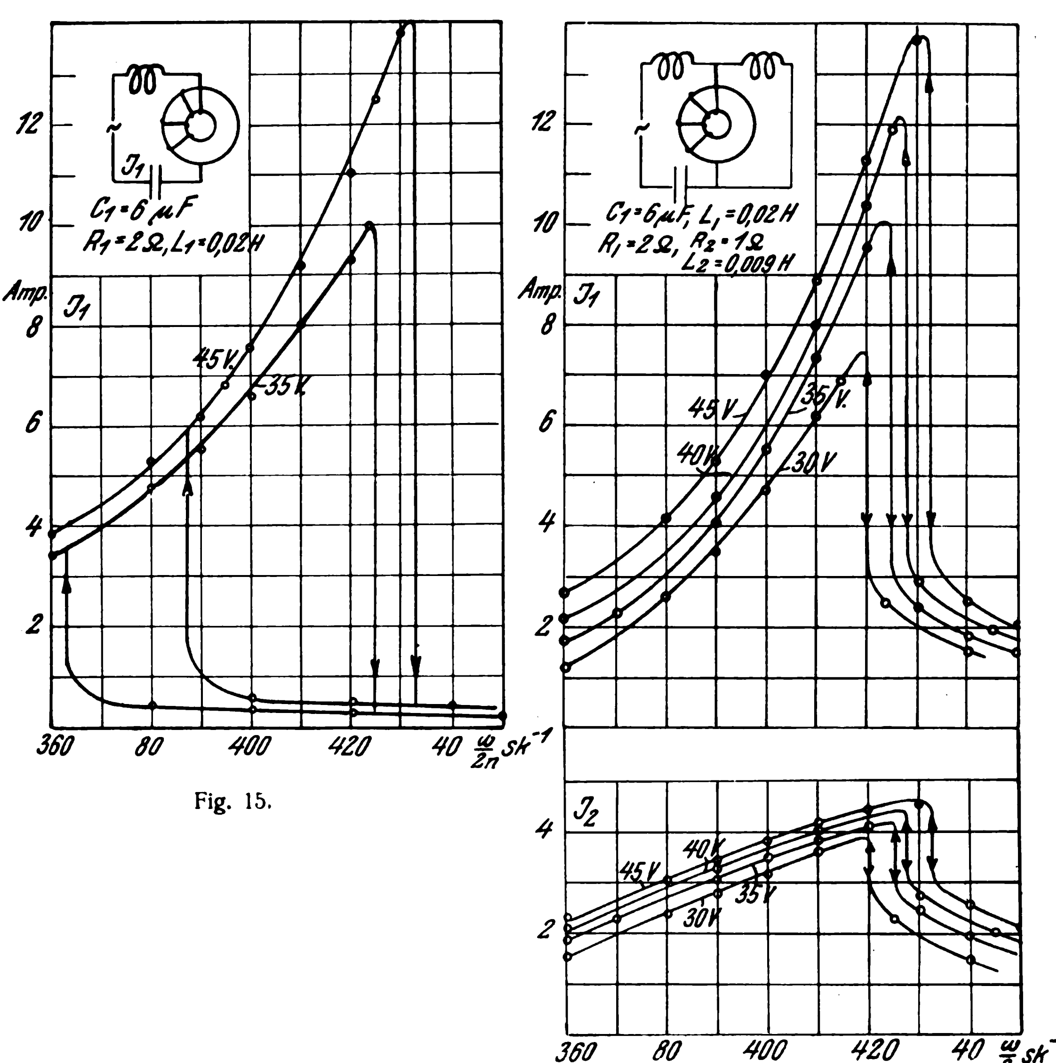


Fig. 15.

Fig. 16a und b.

Primärstromes fast genau an die gleiche Stelle wie der Absprung; die erheblichen Ziehgrenzen, die bei dem Kondensatorkreis von Fig. 15 auftraten, sind hier auf einen Betrag zusammengeschrumpft, der mit unseren Meßanordnungen nicht mehr festgestellt werden konnte.

Die sekundäre Stromstärke bleibt stets sehr klein.

In der Fig. 17 sind die Resonanzkurven wiedergegeben, die wir erhielten, wenn wir Primär-Kreis und primäre Windungszahl der Eisendrossel unverändert ließen, die sekundäre Windungszahl dagegen gleich dem doppelten der primären machten und gleichzeitig die sekundäre Leitungs-Induktivität um das Vierfache erhöhten. Bekanntlich[18]) wird durch diese Maßnahme der Verlauf des Primärstromes nicht beeinflußt. Der Sekundärstrom aber sinkt auf die Hälfte seines früheren Wertes herab.

artige Steuerkurve. Die sekundäre Induktivität wurde zunächst $\omega L_0 = (\omega L_{x_1})_{max}$ gemacht. Die Generatorspannung war konstant 55 Volt; die reversible Kippstelle des Stromes fiel bei dieser Anordnung auf die Generatorfrequenz $\omega = 2\pi \cdot 480$ sk^{-1}. Diese Frequenz wurde bei der Aufnahme von Fig. 20 konstant gehalten, der sekundären Leitungs-Induktiviät aber der variable Wert L_x gegeben.

In der Fig. 20 ist der primäre und sekundäre Strom als Funktion der Veränderung $\frac{L_x}{L_0}$ aufgetragen. Wie man sieht, wird durch eine Veränderung der sekundären Induktivität von nur etwa 5% eine Änderung des Stromes im Verhältnis 1 : 6 fast umkehrbar hervorgerufen.

Die erforderliche Veränderung der Induktiviät ist dabei um so kleiner, je konstanter die Generatorfrequenz gehalten werden kann.

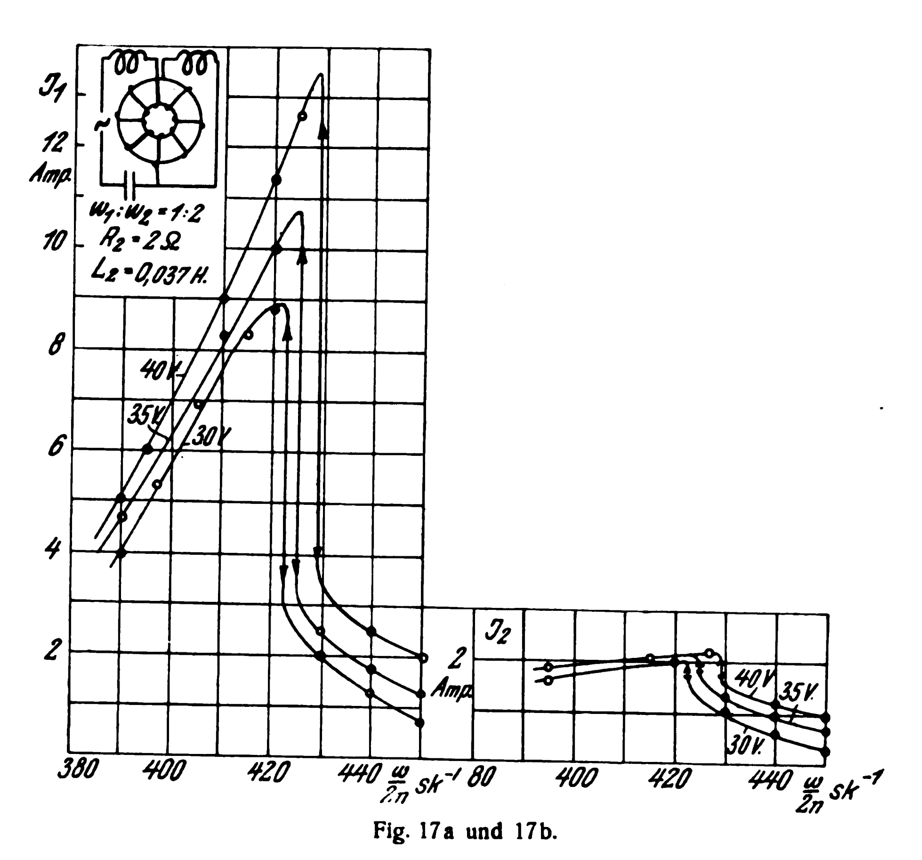


Fig. 17a und 17b.

Um ferner den Einfluß der Verluste des primären und des sekundären Kreises zu erkennen, nahmen wir die Kurven in Fig. 18 und Fig. 19 auf, die für eine konstante Generatorspannung von 40 Volt gelten. In Fig. 18 wurde der sekundäre, in Fig. 19 der primäre Verlustwiderstand durch Hinzuschalten eines induktionsfreien Widerstandes vergrößert. Als Parameter wurde den Kurven der gesamte Verlustwiderstand der betreffenden Leitung beigeschrieben (R_1 bzw. R_2).

Steuerung eines Stromes durch Veränderung der sekundären Leitungsinduktivität (Fig. 20).

Es liegt nun nahe, diese reversiblen Kipp-Erscheinungen dadurch für Steuerzwecke auszunutzen, daß man durch eine Veränderung der sekundären Leitung, bei konstanter Spannung und Frequenz des Generators, das Kippen des Primärstromes hervorruft. In Fig. 20 geben wir eine der-

Gegenüber einem Tastverfahren hat diese Art der Steuerung den Vorzug, daß das Öffnen und Schließen eines Stromkreises umgangen wird.

Die sekundäre Leitung kann durch günstige Wahl des Übersetzungsverhältnisses ($w_1 : w_2$) als Schwachstromkreis ausgebildet werden und daher handliche Dimensionen erhalten. Der sekundäre Verlustwiderstand braucht, wie die Fig. 19 zeigt, nicht einmal sehr klein zu sein, um ohne wesentlichen Einfluß auf den Primärkreis zu bleiben.[19])

[18]) s. d. Jahrb. **29**, 3, 1927.

[19]) Zum Schlusse haben wir noch die Resonanzcharakteristiken des Systems Fig. 1 untersucht, gleichfalls bei möglichst weitgehender Unterdrückung der höheren Stromharmonischen.

Eine einfache Überlegung zeigt, und die Versuche haben dies auch bestätigt, daß diese Kurven 3 verschiedene Gestalten besitzen können, je nach dem $\omega_1 < \omega_2$; $\omega_1 = \omega_2$ (s. früher) oder $\omega_1 > \omega_2$.

Wir wollen hier aber nicht näher auf Einzelheiten eingehen, sondern nur noch erwähnen, daß wir Pendelungen der Stromamplituden, wie sie aus anderen Arbeiten schon seit längerer Zeit bekannt sind (K. Heegener, ZS. f. Ph. **29**, 91, 1924; H. Plendl, F. Sammer und J. Zenneck. dies. Jahrb., **26**, 104, 1925) stets dann erhielten, wenn $\omega_1 < \omega_2$ und die Generatorfrequenz innerhalb eines gewissen Bereiches fiel, der zwischen dem ersten und zweiten Resonanzmaximum lag.

Zusammenfassung.

Es wird teils theoretisch, teils experimentell das Verhalten von zwei Schwingungskreisen studiert, die über eine Spule mit geschlossenem Eisenkern gekoppelt sind.

Als zweckmäßig erweist sich hierbei eine Unterscheidung zwischen Kreisen mit gleicher Eigenfrequenz ihrer primären und sekundären Leitung und Kreisen mit zwei verschiedenen Leitungsfrequenzen. Mit primärer bzw. sekundärer Leitung wird der Teil des primären bzw. sekundären Kreises bezeichnet, der keine Koppelungselemente enthält, d. h. der betreffende eisenfreie Teil.

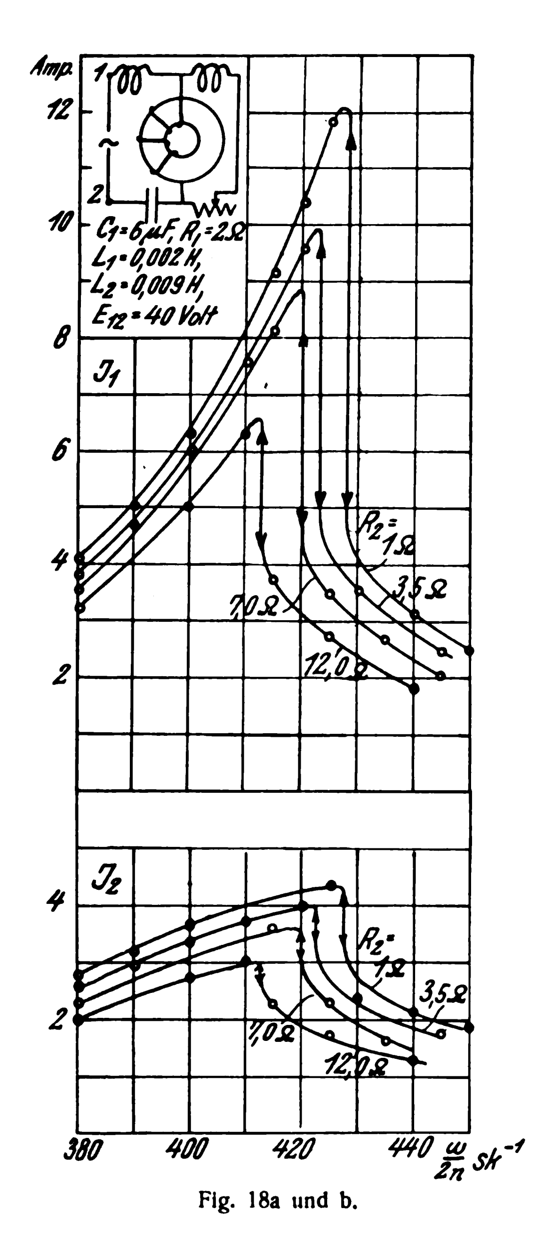


Fig. 18a und b.

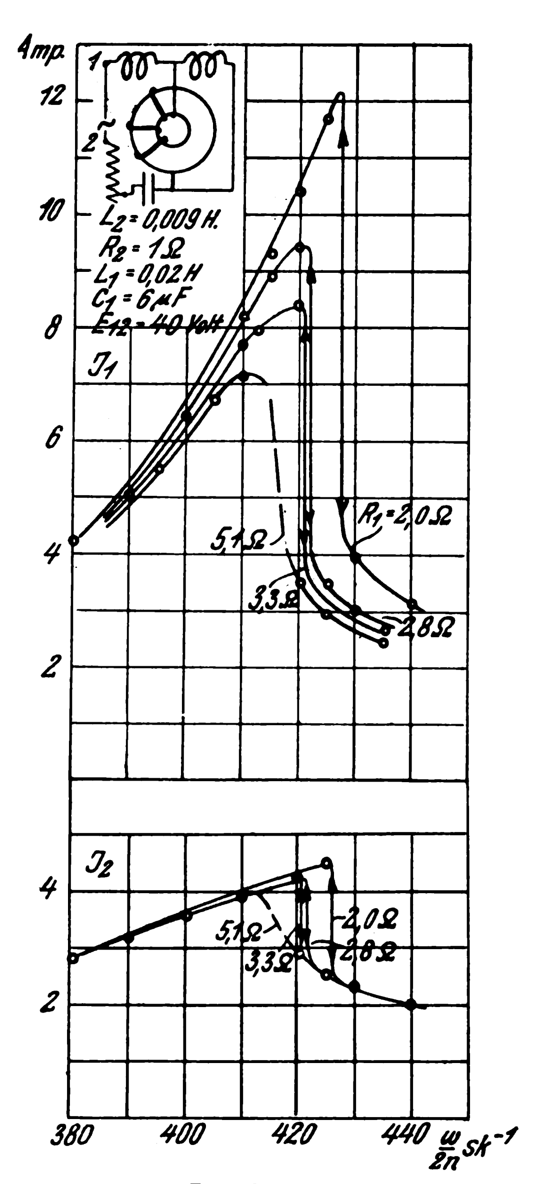


Fig. 19a und b.

A. Kreise mit gleichen Leitungsfrequenzen: Die Theorie lehrt und die Erfahrung bestätigt es auch, daß sich in diesem Falle sowohl die freien wie auch die erzwungenen Schwingungen aus zwei Anteilen zusammensetzen, deren einer den Schwingungen eines eisenfreien Kondensatorkreises, deren anderer den Schwingungen eines einfachen Kondensatorkreises mit Eisenkernspule entspricht.

B. Kreise mit verschiedenen Leitungsfrequenzen: Die Untersuchung erstreckt sich hier nur auf die Stromspannungscharakteristiken der erzwungenen Schwingungen und zwar unter Beschränkung auf die Fälle nahezu sinusförmiger Ströme.

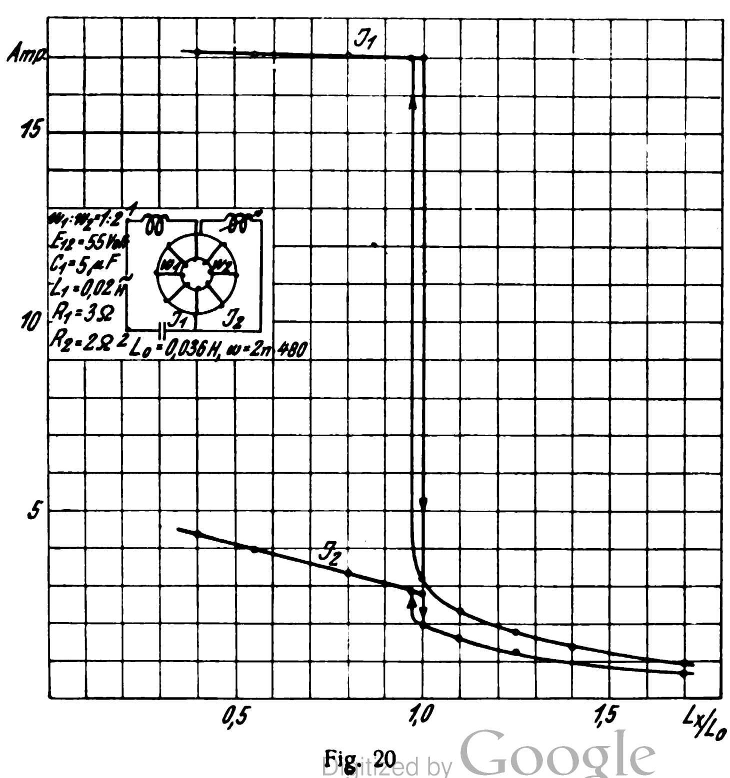


Fig. 20

Das Problem wird als Stromverzweigungsaufgabe behandelt. Für den Verlauf der Charakteristiken sind die primären bzw. die sekundären Leitungsreaktanzen, nicht aber die Leitungsinduktanzen (wie gelegentlich angenommen wird) maßgebend.

Die Versuche ergeben drei wesentlich verschiedene Typen der Stromverzweigung, wenn hierunter die Eisenkernspule mit der dazu parallel geschalteten Sekundärleitung verstanden wird.

Die Gesamtheit aller für die gekoppelten Systeme charakteristischen Stromspannungskurven wird experimentell gefunden, indem den drei typischen Stromverzweigungen primäre Leitungen vorgeschaltet werden, deren Reaktanzen man die verschiedensten Werte gibt.

Zur Aufnahme der labilen Gebiete dieser Kurven wird eine einfache Methode angegeben.

Von besonderem Interesse sind die Charakteristiken jener Kreise, deren sekundäre Leitungsreaktanz gleich ist der maximalen Induktanz der Eisenkernspule. In diesem Falle treten bei kontinuierlicher Spannungsregulierung sprunghafte Änderungen der Effektivwerte des Primärstromes ein, die nahezu so groß sind wie bei einem Kreis ohne sekundäre Leitung, doch mit dem Unterschiede, daß die Ziehgrenzen fast zusammenfallen. Der sekundäre Strom bleibt klein gegenüber dem primären.

Im Hinblick auf ihre Anwendbarkeit zum Steuern von hochfrequenten Strömen werden diese reversiblen Kippstellen eingehend untersucht.

Physikalisches Institut
der Technischen Hochschule München.

(Eingegangen am 21. Januar 1927.)

Über „Relaxationsschwingungen" II.

Von **Balth. van der Pol jr.**

In dieser Zeitschrift **28**, S. 178, 1926[1]) wurden die Eigenschaften der folgenden Gleichung studiert:

$$L\ddot{v} - R(1 - v^2)\dot{v} + \frac{1}{C}v = 0 \qquad (1)$$

oder

$$\ddot{v} - \alpha(1 - v^2)\dot{v} + \omega^2 v = 0 \qquad (2)$$

wo

$$\alpha = \frac{R}{L} \text{ und } \omega^2 = \frac{1}{LC} \text{ ist.}$$

Wir haben dort nachgewiesen, daß, wenn ferner

$$\frac{\alpha}{\omega} = R\sqrt{\frac{C}{L}} = \varepsilon$$

die Lösung der Gleichung (1) oder (2) durchaus verschieden verläuft, je nachdem

$$1^0 \qquad \varepsilon \ll 1 \qquad (3)$$

$$2^0 \qquad \varepsilon \gg 1 \qquad (4)$$

In dem Fall (3), der ein kleines logarithmisches Inkrement darstellt, nähert sich die Lösung asymptotisch einer durch:

$$v = 2 \sin \omega t \qquad (5)$$

gegebenen sinsuförmigen Bewegung.

Es schwingt dabei das System demnach mit einer Periode, die in großer Annäherung durch die Periode gegeben ist, die man ohne Dämpfungsglied erhalten würde.

Der Fall (4), in dem wir es mit einem so großen logarithmischen Inkrement zu tun haben, daß, wenn der negative Widerstand konstant wäre, das System völlig aperiodisch sein würde, soll aber von dem vorigen Fall scharf unterschieden werden.

Wir nannten den Fall (4) quasi-aperiodisch, da unter diesen Umständen dennoch eine periodische Lösung gefunden wurde. Wie es im ersten Teil von (R) durch graphische Lösung von (2) dargelegt wurde weicht unter diesen Umständen die Schwingungsform aber bedeutend von dem sinusförmigen Verlauf ab, da der Ausschlag periodisch plötzlich sehr rasch von positiven auf negative Werte springt und umgekehrt (siehe Fig. 4, Seite 182, $\varepsilon = 10$). Außerdem wurde die Schwingungszeit T annähernd durch

$$T = \frac{\alpha}{\omega^2} \doteq RC \qquad (6)$$

gegeben, also durch eine Relaxationszeit, weshalb wir letztere Art von Schwingungen als Relaxationsschwingungen bezeichnet haben.[2])

Anläßlich einiger weiteren theoretischen und experimentellen Untersuchungen unsererseits und einiger Veröffentlichungen andererseits werden wir nun das in der ersten Veröffentlichung (R) über Relaxationsschwingungen Behandelte erweitern und ergänzen.

Die Schwingungszeit. Es folgt aus der in (R) Seite 182, Fig. 4, $\varepsilon = 10$, gegebenen graphischen Lösung, daß der Verlauf von dem Werte $v = 2$ zu dem Werte $v = 1$ (in welcher Zeit eine halbe Periode verläuft) mit guter Annäherung durch unsere Gleichung (1) oder (2) wiedergegeben werden kann, aber ohne das erste Glied. Wie schon in (R), Seite 183, dargelegt wurde, ist der in der Weise berechnete Verlauf der Lösung durch

$$\log v^2 - v^2 = \frac{2\,\omega^2}{\alpha} t + \text{Const.}$$

gegeben.

Es folgt daraus sofort, daß der Zeitverlauf $t_2 - t_1$ in dem v von dem Wert $v = 2$ zu $v = 1$ heruntersinkt, durch:

$$t_2 - t_1 = \frac{\alpha}{\omega^2}\left(\frac{3}{2} - \log_e 2\right)$$

gegeben ist, so daß die totale Periode $T = 2\,(t_2 - t_1)$ annähernd wird:

$$T = 1{,}61 \cdot \frac{\alpha}{\omega^2} \doteq \frac{\pi}{2} \cdot \frac{\alpha}{\omega^2}$$

[1]) welche Verhandlung wir im Nachfolgenden als (R) zitieren werden.

[2]) Siehe auch: Balth. van der Pol: The Correlation of Some Recent Advances in Wireless. Experimental Wireless & The Wireless Engineer. Juni 1926, wo die Eigenschaften und Vorbedingungen für das Entstehen von Relaxationsschwingungen kurz angegeben wurden.

Nennen wir deshalb T_{sin} die Schwingungszeit für den sinusförmigen Fall ($\varepsilon \ll 1$), und T_{rel} die Schwingungszeit der Relaxationsschwingung ($\varepsilon \gg 1$), so hat man:

$$\left.\begin{aligned} T_{sin} &\doteq 2\pi\sqrt{L \cdot C} \\ T_{rel} &\doteq \frac{\pi}{2} R \cdot C \end{aligned}\right\} \qquad (7)$$

Asymmetrische Schwingungen.

Der Einfachheit halber haben wir in unserer ersten Verhandlung (R) nur den Fall betrachtet, in dem die Widerstandscharakteristik durch eine symmetrische Funktion dargestellt wurde, wie im innern Glied von (1), nämlich

$$R(1 - v^2)$$

zum Ausdruck gelangt.

Wenn man dieses Glied durch einen asymmetrischen Ausdruck, z. B. durch

$$R(1 - \beta v - v^2)$$

ersetzt, so führt, wie es zu erwarten ist, eine graphische Lösung zu asymmetrischen Schwingungen, bei denen die Dauer des positiven Ausschlages von der des negativen abweicht.

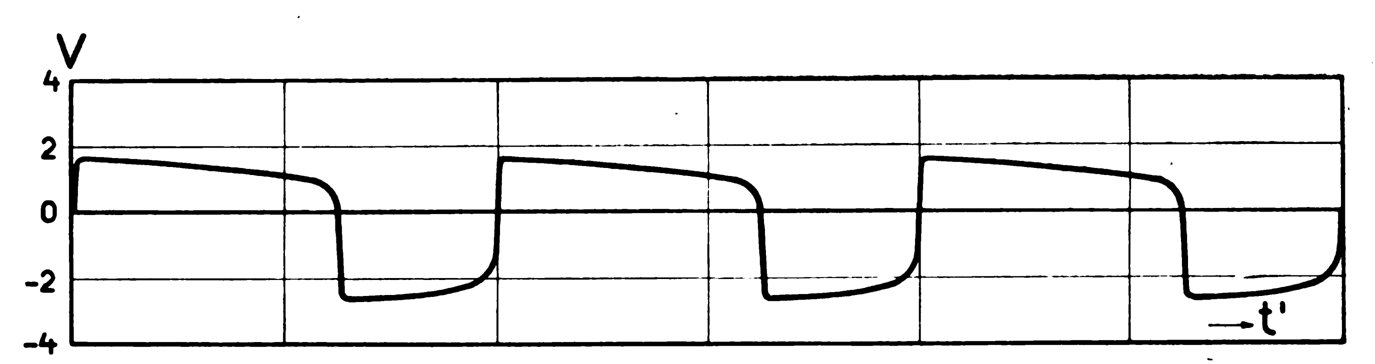


Fig. 1.

Die beiliegende Fig. 1 zeigt z. B. die mit Hilfe der in (R) beschriebenen Isoklynen-Methode gefundene Lösung von (1), aber mit dem folgenden Widerstandsglied:

$$R(1 - v - v^2)$$
$$\varepsilon = 10.$$

Es ergibt sich, daß eine asymmetrische Schwingungsform erhalten wird. Wie aber aus einer unmittelbaren Integration über die Grundperiode von (1) oder (2) folgt, muß unter allen Umständen:

$$\bar{v} = 0$$

sein, so daß die Fläche des positiven Teiles der Fig. 1 gleich der Fläche des negativen Teiles sein soll.

Selbstverständlich kann ferner die in (R) beschriebene Methode auch zu einer Charakteristik beliebiger Form erweitert werden und es würde z. B. auch eine schon früher[3]) von uns benutzten Charakteristik

$$R(1 + \beta v + \gamma v^2 + \delta v^3 + \varepsilon v^4) \qquad (8)$$

der Betrachtung als Grundlage dienen können.

Es wurde aber in (R) absichtlich der einfachste Fall $R(1 - v^2)$ behandelt, der bereits alle charakteristischen Eigenschaften der Relaxationsschwingungen wiedergibt.

Multivibrator.

Bei den Anwendungen der in (R) gegebenen Theorie der Relaxationsschwingungen auf einige Trioden-Systeme wie der Multivibrator von Abraham und Bloch und auf einen Tetroden-Multivibrator, haben wir nachgewiesen, daß die bewußt angebrachten Schaltelemente (R's und C's) für die Erklärung der Unterhaltung der Schwingungen nicht hinreichen.

Ohne weitere Schaltelemente in Betracht zu ziehen, führen die genannten Systeme zu einer Differentialgleichung erster Ordnung, die man aus (1) durch Weglassung des ersten Gliedes erhält, nämlich:

$$-R(1 - v^2)\dot{v} + \frac{1}{C} v = 0 \qquad (9)$$

Für eine samt den Differentialquotienten überall endlich bleibende Schwingung[4]) ist es aber erforderlich, daß nicht nur für jeden Wert von $\dot{v}$ mindestens zwei Werte von v eintreten können, sondern daß auch für jeden Wert von v mindestens zwei Werte von $\dot{v}$ gefunden werden können. Dieser Anforderung genügt (9) aber nicht und dies ist daher der Grund, weshalb ein ignoriertes Schaltelement in die Gleichung eingebracht werden soll.

Für die beiden erwähnten Schaltungen hatten wir dafür die in den Fig. 5 und 7 unserer Verhandlung (R) angegebene, in den Stromkreisen übrig bleibende Selbstinduktion gewählt. Herr Roosenstein[5]) hat aber nachgewiesen, daß numerisch vor dieser Selbstinduktion erst die Kapazität zwischen Innengitter und Glühfaden für die Darstellung des ersten Gliedes in unserer Differentialgleichung (1) in Betracht kommt.

Wenn die Selbstinduktion vernachlässigt, die Kapazität $C_{fg'}$ aber in Betracht gezogen wird (siehe Fig. 2), so geht (1) für den Tetrodemultivibrator über in:

$$C_{fg'} R r \ddot{v} - R(1 - v^2)\dot{v} + \frac{1}{C} v = 0$$

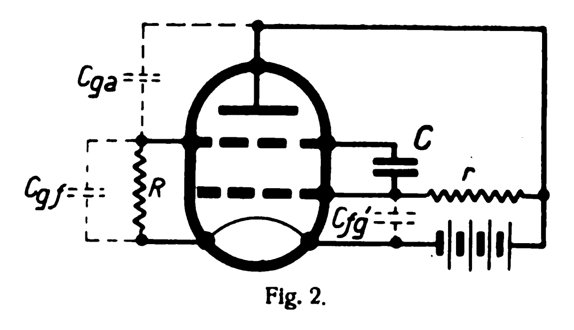


Fig. 2.

so daß die Selbstinduktion L durch den Ausdruck $C_{fg'} R r$ ersetzt wird, der natürlich auch wieder die Dimension einer

[3]) Appleton und van der Pol, Phil. Mag. XLIII, 177, 1922.

[4]) Eine Schwingung, die nicht überall endlich bleibt und folglich die genannten Bedingungen nicht erfüllt, ist z. B. $v = tg\, \omega t$.

[5]) Zeitschrift der holländischen Radiogesellschaft. III. Seite 90.

Selbstinduktion hat, aber in praktischen Fällen numerisch größer als die übrig bleibende Selbstinduktion L ist. Man würde hier sogar noch weiter gehen können und auch die Kapazitäten C_{ga} und C_{gf} zwischen Außengitter und Anode bzw. zwischen Außengitter und Glühfaden in Betracht ziehen können, so daß man also annäherungsweise als erstes Glied statt

$$L \ddot{v}$$

erhält:

$$(C_{fg'} + C_{ga} + C_{gf}) R r \ddot{v}.$$

Solange es sich aber um Relaxationsschwingungen und folglich um den Fall:

$$\frac{\alpha}{\omega} = \varepsilon \gg 1$$

handelt, ist, wie in unserer ersten Verhandlung (R) dargelegt wurde (und wir wollen hier mit Nachdruck darauf hinweisen), die Größe des Koeffizienten des ersten Gliedes nicht von Interesse für die Periode mit der das System schwingt (vorausgesetzt daß dieses Glied positiv bleibt); dieses Glied macht, und das ist eben seine charakteristische Eigenschaft, das Unterhalten der Schwingungen möglich. Im Nachfolgenden wird noch ein System beschrieben, bei dem dieses erste Glied zweifelsohne durch eine Selbstinduktion bestimmt wird.

Triodenoszillator mit sehr starker Rückkopplung.

In einer ausführlichen Untersuchung behandelt E. Friedländer[6]) u. a. die in Fig. 3 dargestellte Schaltung;

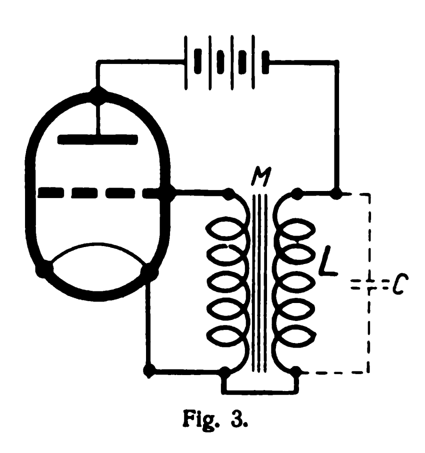


Fig. 3.

in dieser Figur ist eine einfache, sehr stark rückgekoppelte Triode dargestellt; für die Selbstinduktion L und die gegenseitige Induktion M wird z. B. ein Niederfrequenztransformator verwendet, und der in der Figur gestrichelt angegebene Kondensator C ist nicht vorhanden. Wie der Verfasser ausführlich untersucht, führt auch dieses System eine Schwingung aus, die bei weitem nicht sinusförmig verläuft. Unter einigen einschränkenden Annahmen, wie z. B. das Fehlen von Gitterströmen, führt auch diese Schaltung zu unserer Gleichung (1) oder (2) und fällt somit, wenn $\varepsilon \gg 1$ ist, unter den allgemeinen Begriff der Relaxationsschwingungen.

In der Zeitschrift des holländischen „Radiogenootschap", 1. Oktober 1920,[7]) gaben wir eine Ableitung der Differentialgleichung, der dieses System genügen soll, wenn man die in Fig. 3 punktiert angegebene Kapazität C in Betracht zieht. Wir erhielten dort für eine symmetrische Charakteristik:

$$\left.\begin{aligned} C\ddot{v} + \frac{di}{dt} + \frac{1}{L} v = 0 \\ i = -\alpha' v + \gamma v^3 \end{aligned}\right\} \qquad (10)$$

welche letztere Funktion die Schwingungscharakteristik darstellt, so daß:

$$\alpha' = \left(g \frac{M}{L} - 1\right) \frac{1}{R_i}$$

in der R_i den inneren Widerstand der Triode und g den Verstärkungsfaktor darstellt.

Bei richtiger Wahl der Einheit für die Spannung geht (10) in

$$C\ddot{v} - \left(\frac{gM}{L} - 1\right) \frac{1}{R_i} (1 - v^2) \dot{v} + \frac{1}{L} v = 0 \qquad (11)$$

über, welche Gleichung wieder die Form von (1) oder (2) hat; durch die Substitutionen:

$$\alpha = \frac{\frac{gM}{L} - 1}{R_i C}$$

$$\omega^2 = \frac{1}{LC}$$

geht (11) nämlich gänzlich in (2) über. Läßt man nun in (11), wie es in der von Friedländer untersuchten Schaltung der Fall war, die Kapazität C sich zu O nähern, so ist (4) erfüllt, nämlich:

$$\varepsilon = \frac{\alpha}{\omega} = \frac{\frac{gM}{L} - 1}{R_i} \cdot \sqrt{\frac{L}{C}} \gg 1,$$

d. h.: es handelt sich hier wieder um eine Relaxationsschwingung. Die Schwingungszeit T wird hier wieder angenähert durch:

$$T \doteq \frac{\alpha}{\omega^2},$$

gegeben, welcher Ausdruck im vorliegenden Fall in

$$T = \left(\frac{gM}{L} - 1\right) \frac{L}{R_i} \doteq \frac{gM}{R_i} \qquad (12)$$

also wieder in eine Relaxationszeit übergeht. Diesmal aber ist die Relaxationszeit durch einen Ausdruck von der Form $\frac{L}{R}$ gegeben, während in anderen, schon beschriebenen Fällen wir den Ausdruck CR erhielten.

Relaxationsschwingungen die von einem fremd erregten Motor ausgeführt werden, der von einer mit konstanter Geschwindigkeit angetriebenen Seriendynamo gespeist wird.

Daß ein solches System Relaxationsschwingungen ausführen kann, wurde in (R) schon kurz besprochen. In einer Verhandlung von M. Janet[8]) finden wir einen Hinweis auf Gérard Lescuyer (C. R. **91**, *226*, 1880), wo diese Erscheinung schon beschrieben steht. Ferner finden wir diese Schwingungen in H. Busch, Stabilität, Labilität und Pendelungen in der Elektro-

[6]) E. Friedländer, Archiv für Elektrotechnik. **17**, 1 und 103, 1926.

[7]) Siehe auch Radio Review I, 701, 1920.

[8]) M. Janet, Note sur une ancienne expérience d'électricité appliquée. Annales des Postes, Télégraphes et Téléphones, XIV No. 12 pag. 1193.

Siehe auch: E. et H. Cartan, Note sur la génération des oscillations entretenues. Annales des Postes, Télégraphes et Téléphones, XIV No. 12 pag. 1196.

technik (Leipzig, S. Hirzel, 1913) Seite 104 und folgende erwähnt.

Janet und auch Busch finden eine Schwingungszeit, die von derjenigen, die man gemäß einer elementaren Theorie erwarten würde, erheblich abweicht. Die beschriebene Theorie der Relaxationsschwingungen gibt aber folgenderweise die Lösung der Schwierigkeit.

Die Ableitung der Gleichung kann einfach folgendermaßen gegeben werden und ist schon in beiden angeführten Verhandlungen vorzufinden. Wenn in Fig. 4, i den durch

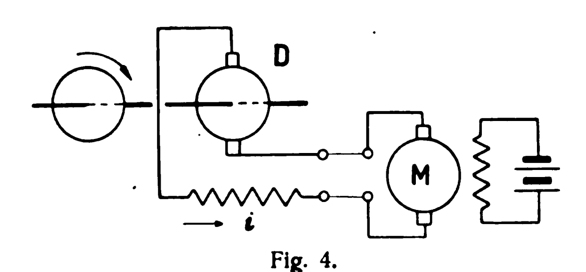


Fig. 4.

das System fließenden Strom, R den gesamten Widerstand, L die Selbstinduktion, die wir als konstant annehmen wollen, K das Trägheitsmoment des Motors und k den Proportionalitätskoeffizienten zwischen der gegenelektromotorischen Kraft und der Winkelgeschwindigkeit darstellen, so hat man:

$$e = R \cdot i + L\frac{di}{dt} + k\omega \qquad (13)$$

überdies ist das Drehmoment des Motors durch

$$k i = K\frac{d\omega}{dt} \qquad (14)$$

gegeben. Die Elimination von ω aus (13) und (14) liefert:

$$\frac{de}{dt} = L\frac{d^2 i}{dt^2} + R\frac{di}{dt} + \frac{k^2}{K} i \qquad (15)$$

Die elektromotorische Kraft e, der Seriendynamo, ist eine Funktion des durch sie fließenden Stromes, d. h.:

$$e = f(i), \qquad (16)$$

so daß (15) als:

$$L\frac{d^2 i}{dt^2} + \left(R - \frac{d f(i)}{di}\right)\frac{di}{dt} + \frac{1}{C}\cdot i = 0 \qquad (15a)$$

geschrieben werden kann, wo:

$$\frac{1}{C} = \frac{k^2}{K}$$

Wenn nun wieder, wie es oben schon öfters für die Triodencharakteristik getan wurde, auch die Charakteristik $e = f(i)$ einer Seriendynamo durch eine Parabel 3. Grades:

$$e = R_0 i - \gamma i^3$$

wiedergegeben werden kann, so geht (16) bei geeignet gewählten Einheiten für i, in die Form

$$L\frac{d^2 i}{dt} - (R_0 - R)(1 - i^2)\frac{di}{dt} + \frac{1}{C} i = 0 \qquad (17)$$

über, welcher Ausdruck (17) unserer Gleichung (1) wieder völlig entspricht.

Ist nun ferner wieder

$$\varepsilon = (R_0 - R)\sqrt{\frac{C}{L}} \gg 1$$

was mit normal gewählten Maschinen praktisch immer der Fall sein wird, so haben wir es also mit Relaxationsschwingungen zu tun, so daß die Schwingungszeit T annäherungsweise wieder durch:

$$T \doteq (R_0 - R)\, C$$

gegeben sein wird.

Ist überdies $R_0 \gg R$, was häufig der Fall sein wird, so wird also die Schwingungszeit des Systems durch:

$$T \doteq R_0\, C = \frac{R_0 K}{k^2} \qquad (18)$$

bestimmt.

Janet[9]) bemerkt, daß, im Gegensatz zu der elementaren Theorie, gemäß der man

$$T = 2\pi\sqrt{LC} = 2\pi\frac{1}{k}\sqrt{KL}$$

erwarten würde (also eine Schwingungszeit, die der Wurzel des Trägheitsmoments des Motors und der aus der Selbstinduktion des Systems gezogenen Wurzel proportional ist), das Experiment dartut, daß die Größe der Selbstinduktion L praktisch keinen Einfluß auf die Schwingungszeit hat und daß letztere mit viel größerer Genauigkeit dem Trägheitsmoment selbst als der aus ihm gezogenen Wurzel proportional ist. Diese experimentell erzielten Resultate werden sofort durch den gefundenen Ausdruck (18) für die Schwingungszeit wiedergegeben, wenn die Schwingung als eine Relaxationsschwingung aufgefaßt wird.

Es folgt ferner aus diesen Betrachtungen, daß der fremd erregte Motor als ein Kondensator mit einer Kapazität

$$C = \frac{K}{k^2}$$

aufgefaßt werden kann.

Wir können also den fremd erregten Motor durch eine Kondensatorbatterie mit einer Kapazität von der Größenordnung von 100 μF oder mehr ersetzen und erhalten dann in der Tat genau dieselben Erscheinungen: die Seriendynamo polt periodisch um. Es kann ferner die mit konstanter Geschwindigkeit angetriebene Seriendynamo als ein negativer Widerstand aufgefaßt werden. Zahlreiche Versuche, die mit mittels Trioden erzeugten, negativen Widerständen aus der drahtlosen Technik bekannt sind, können mit Hilfe einer Seriendynamo in sehr verlangsamten Maßstabe reproduziert werden. So ist z. B. das Umpolen einer Seriendynamo, die mit einer Batterie und einem in Reihe geschalteten Widerstand belastet ist, das vollständige Analogon des Umkippens eines Dynatrons mit Serienwiderstand, wie schon von Hull[10]) beschrieben wurde.

Zur Illustrierung der Tatsache, daß die beiden scheinbar so verschiedenen Systeme: der Multivibrator und die umpolende Seriendynamo, sich mathematisch ähnlich verhalten, geben wir in Fig. 5 einige Oszillogramme, und zwar:

1. des Stromes einer perodisch umpolenden Seriendynamo,
2. der aus der Gleichung (1) in (R) schon abgeleiteten Relaxationsschwingung,
3. des Anodenstromes eines Multivibrators.

Die Ähnlichkeit ist mehr als genügend dafür, die oben angeführten theoretischen Erwägungen für experimentell bestätigt zu halten. Die noch vorhandenen Abweichungen sind natürlich dem Umstande zuzuschreiben, daß wir die gekrümmten Charakteristiken, die der Trioden sowie die

[9]) l. c. Seite 1194.

[10]) A. D. Hull, Proc. Inst. Radio Eng. **6**, 5, 1918.

der Seriendynamo, nicht mit großer Genauigkeit durch eine Parabel 3. Grades wiedergeben können.[11])

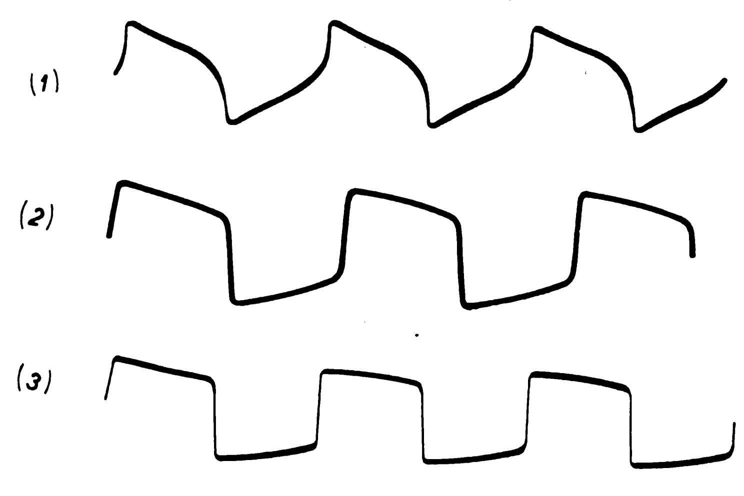


Fig. 5.
(1) periodisch umgolende Seriendinamo
(2) berechnete Relaxationsschwingung
(3) Anodenstrom eines Multivibrators.

In einer früheren Verhandlung[12]) haben wir nachgewiesen, daß, wenn ein System, das, sich selbst frei überlassen, sinusförmige Schwingungen mit einer bestimmten Amplitude ausführt, unter den Einfluß einer äußeren E. M. K. gebracht wird, ein kleiner Bereich von Frequenzen dieser E. M. K. anzugeben ist, bei denen das System seine freien Schwingungen aufgibt und nur mit der Periode dieser äußeren E. M. K. zu schwingen fortfährt, der sogenannte stille Bereich. Für ein sinusförmig schwingendes System ist dieser stille Bereich sehr klein; es kann sich jedoch in diesem stillen Bereich die Amplitude innerhalb weiter Grenzen ändern, wie die Resonanzkurve auf Seite 71 l. c. zeigt.

Einen ausgeprägten Gegensatz zu diesen sinusförmigen Systemen bilden nun die Systeme, die, sich selbst überlassen, Relaxationsschwingungen ausführen. Wir haben experimentell gefunden, daß, wenn man diese Systeme unter den Einfluß einer äußeren E. M. K. bringt, man im allgemeinen die Amplitude nicht nennenswert ändern kann, aber die Schwingung wird über einen weiten Bereich von der äußeren E. M. K. „mitgenommen". Diese Eigenschaft ist in besonders eleganter Weise von D. W. Dye[13]) angewendet, der einen Multivibrator mittels einer elektrisch unterhaltenen Stimmgabel oder eine astronomische Uhr synchronisieren läßt, wobei der in dieser Weise festgenagelte Multivibrator seinerseits wieder einen zweiten Multivibrator von $^1/_{20}$ der Periode des ersten festhält. Das ganze System dient zum Eichen von Wellenmessern.

Die vor kurzem von Eccles und W. A. Leyshon[14]) beschriebene Anwendung einer schwingenden Neonlampe, die eine Relaxationsschwingung ausführt, deren Frequenz durch eine an das System gekoppelte Stimmgabel bestimmt wird, ist ein anderes Beispiel der Labilität der Periode einer Relaxationsschwingung.

Das System kann mit einer gewöhnlichen Lippenpfeife an einer Orgel verglichen werden. Es können vielleicht die an der Lippe entstehenden „Schneidetöne", die den durch den Wind bei Telegraphendrähten erzeugten Tönen entsprechen (Strouhall), als Relaxationsschwingungen aufgefaßt werden. Fest an dieses System gekoppelt ist die Pfeife, die nur, ebenso wie die Stimmgabel im Fall von Eccles, sinusförmig schwingen kann. Die feste Kopplung dieser beiden Systeme verursacht, daß die Periode durch die sinusförmige Schwingung bestimmt wird, während das eigentliche Unterhalten der Schwingung mehr den Charakter einer Relaxationsschwingung hat.

Zusammenfassung
von Teil I (Band 28, S. 170, 1926, Heft 6) und Teil II.

Das Verhalten der Lösung von:

$$L\ddot{v} - R(1 - v^2)\dot{v} + \frac{1}{C} v = 0$$

wird für die beiden Fälle

a) $R\sqrt{\frac{C}{L}} \ll 1$ (periodischer Fall)

und b) $R\sqrt{\frac{C}{L}} \gg 1$ (quasi-aperiodischer Fall)

studiert.

Die Bedingung *a*) ist charakteristisch für unterhaltene Sinusschwingungen, während Fall *b*) auch eine periodische Lösung gestattet, die aber erheblich von der Sinusform abweicht. Die Schwingungszeiten T_{sin} und T_{rel} von Fall *a*) und *b*) werden resp. durch

a) $T_{sin} = 2\pi\sqrt{CL}$

b) $T_{rel} = \frac{\pi}{2} RC$ gegeben.

Die Periode des quasi-aperiodischen Falles *b*) wird also durch eine „Relaxationszeit" bestimmt, weshalb diese Schwingungsart „Relaxationsschwingung" genannt wird.

Das Anlaufen der Schwingungen im Falle *a*) sowohl als *b*) wird mittels der „Isoklynenmethode" studiert.

Verschiedene Anwendungen der „Relaxationsschwingungen" werden beschrieben, nämlich der Multivibrator von Abraham und Bloch, ein Doppelgittermultivibrator, usw. Weiter wird dargelegt, daß das periodische Umpolen eines fremderregten Motors, der von einer mit konstanter Geschwindigkeit rotierenden Seriedynamo gespeist wird, zum Typ „Relaxationsschwingungen" gehört, wodurch einige in der Technik noch nicht erklärte Schwierigkeiten an der Hand von Oszillogrammen erläutert werden.

Schließlich wird darauf hingewiesen, daß, im Gegensatz zu sinusoidalen Systemen (*a*), die Frequenz von Systemen, die sich selbst überlassen Relaxationsschwingungen ausführen (*b*), durch auswendige Kräfte innerhalb weiten Grenzen beeinflußt werden kann.

Eine Erklärung, das Unterhalten der Schwingungen einer Orgelpfeife durch die „Schneidetöne" als Relaxationsschwingungen aufzufassen, schließt die Verhandlungen.

Physikalisches Laboratorium der
N. V. Philips Gloeilampenfabrieken, Eindhoven.

(Eingegangen am 7. Februar 1927.)

[11]) Das Oszillogramm Fig. 5 (1) der umpolenden Seriendynamo wurde aufgenommen an einem Motor und einem Dynamo, beiden nominal 110 Volt, 0,83 Amp., 1400 Umdr. i. d. Min.
Das Oszillogramm Fig. 5 (3) des Multivibrators wurde aufgenommen mit:
Trioden: 2×2 TB 04 10
Anodenwiderständen jedes 2000 Ohm
Kapazitäten jedes 0,2 μ F.
Gitterwiderständen jedes 50000 Ohm
Anodenbatteriespannung 500 Volt
Negativen Gittervorspannungen —63 Volt.

[12]) Ztsch. d. holländischen „Radiogenootschap" II 57, 1924 oder: Phil. Mag. Jan. 1927.

[13]) D. W. Dye, Roy. Soc. Phil. Trans. **224** p. 259. 1924.

[14]) W. H. Eccles und W. Leyshon, Electrician **97**, 65, 1926.

Der innere Widerstand der Elektronenröhre.

Von **W. Bermbach,** Köln.

Daß der innere Widerstand einer Elektronenröhre eine veränderliche Größe ist, geht schon aus der bekannten Definitionsgleichung hervor. Man kann ihn für eine gegebene Röhre als eine Funktion des Anodenstromes ansehen. Im folgenden wird eine Formel abgeleitet, durch die diese Abhängigkeit dargestellt wird[1]), und zwar wird angenommen, daß die für Widerstandsverstärkung maßgebenden Verhältnisse vorliegen, d. h. daß im äußeren Teile des Anodenkreises ein sehr hoher Ohmscher Widerstand liegt.

Den resultierenden äußeren Widerstand nennen wir R_a, der in Amp. ausgedrückte Anodenstrom sei x, die Spannung der Anodenbatterie V_b. Dann ist die Anodenspannung

$$\mathfrak{v}_a = V_b - R_a \cdot x. \tag{1}$$

Dem Gitter sei eine so hohe negative Vorspannung erteilt, daß es stets negativ ist. Dann ist während des ganzen Verstärkungsvorganges der Gitterstrom null, so daß der Anodenstrom gleich ist dem Emissionsstrome. Wir dürfen daher, so lange wir uns ferne vom Gebiet des Sättigungsstromes befinden, für die Berechnung des Anodenstromes die Raumladungsformel benutzen:

$$x = K(\mathfrak{v}_g + D\,V_b - D\,R_a\,x)^{\frac{3}{2}}. \tag{2}$$

Die Steilheit der Arbeitskurve, d. h. der Kurve, auf der sich der Arbeitspunkt während des Verstärkungsvorganges bewegt, soll mit S_r bezeichnet werden. Dann gilt — wenigstens für nicht zu hohe Frequenzen — die Beziehung

$$S_r = \frac{1}{D} \cdot \frac{R_a}{R_a + R_i} \tag{3}$$

Da wir D und R_a als gegebene Größen anzusehen haben, so kommt es darauf an, einen geeigneten Ausdruck für S_r zu ermitteln. Nun ist

$$S_r = \frac{d\,x}{d\,\mathfrak{v}_g} \tag{4}$$

Erhebt man die Gleichung (2) ins Quadrat, so erhält man:

$$x^2 - K^2(\mathfrak{v}_g + D\,V_b - D\,R_a\,x)^3 = 0. \tag{5}$$

Nennen wir den Ausdruck auf der linken Seite $f(x, \mathfrak{v}_g)$, so ist

$$\frac{d\,x}{d\,\mathfrak{v}_g} = -\frac{\partial f(x, \mathfrak{v}_g)}{\partial \mathfrak{v}_g} : \frac{\partial f(x, \mathfrak{v}_g)}{\partial x}.$$

Es ist aber

$$\frac{\partial f(x, \mathfrak{v}_g)}{\partial \mathfrak{v}_g} = -3\,K^2(\mathfrak{v}_g + D\,V_b - D\,R_a\,x)^2$$

und

$$\frac{\partial f(x, \mathfrak{v}_g)}{\partial x} = 2\,x + 3\,K^2(\mathfrak{v}_g + D\,V_b - D\,R_a\,x)^2\,D\,R_a.$$

Also

$$S_r = \frac{3\,K^2(\mathfrak{v}_g + D\,V_b - D\,R_a\,x)^2}{2\,x + 3\,K^2\,D\,R_a(\mathfrak{v}_g + D\,V_b - D\,R_a\,x)^2}.$$

Damit in dieser Gleichung nur eine Variable vorkommt, eliminieren wir $\mathfrak{v}_g$. Aus (5) folgt

$$\mathfrak{v}_g + D\,V_b - D\,R_a\,x = K^{-\frac{2}{3}}\,x^{\frac{2}{3}}.$$

Also

$$S_r = \frac{3\,K^{\frac{2}{3}}\,x^{\frac{4}{3}}}{2\,x + 3\,K^{\frac{2}{3}}\,D\,R_a\,x^{\frac{4}{3}}}.$$

Dividiert man Zähler und Nenner des Bruches durch $3\,K^{\frac{2}{3}} \cdot x^{\frac{4}{3}}$, so ergibt sich

$$S_r = \frac{1}{\frac{2}{3}K^{-\frac{2}{3}}\,x^{-\frac{1}{3}} + D\,R_a},$$

oder

$$S_r = \frac{1}{D} \cdot \frac{1}{\frac{2}{3}K^{-\frac{2}{3}}\,x^{-\frac{1}{3}}\,D^{-1} + R_a}.$$

Setzt man dies in die Gleichung (3) ein, so folgt

$$R_i = \frac{2}{3}\,K^{-\frac{2}{3}} \cdot D^{-1} \cdot x^{-\frac{1}{3}}. \tag{6}$$

Der innere Widerstand einer gegebenen Röhre ist also umgekehrt proportional der Kubikwurzel aus dem Anodenstrome.

Die Röhrenkonstante K kann man leicht mit Hilfe einer statischen Kennlinie ermitteln, wie man sie auf den Merkblättern findet, die die Firmen über ihre Röhren herausgeben ($\mathfrak{v}_a = \text{const}$). Die Werte für K liegen zwischen 10^{-5} und 10^{-4}. Je größer K, um so kleiner R_i.

Obschon bei der Ableitung der Gleichung für R_i gewisse Einschränkungen gemacht wurden, scheint sie doch — wenigstens im Gebiete negativer Gitterspannungen — allgemein gültig zu sein. Wenn man sie nämlich anwendet, um den listenmäßigen Widerstand der Röhren zu berechnen, so erhält man die von den Firmen angegebenen Werte.

Wir wollen unsere Gleichung benutzen, um Schlüsse über die Widerstandsverstärkung zu ziehen. Wenn die zu verstärkende Frequenz nicht sehr groß ist, gilt für die Verstärkungszahl die Gleichung

$$V = \frac{R_a}{D\,R_a + D\,R_i}.$$

Wir setzen hier für R_i den gefundenen Wert ein

$$V = \frac{R_a}{D\,R_a + \frac{2}{3}K^{-\frac{2}{3}}\,x^{-\frac{1}{3}}}.$$

Wollen wir also den Einfluß untersuchen, den D auf die Verstärkungszahl ausübt, so müssen wir berücksichtigen, daß sich mit D auch x ändert (siehe Gleichung 2). Ist aber R_a groß, so überwiegt der Einfluß, den das erste Glied des Nenners auf den Wert des Bruches ausübt, denjenigen des zweiten bedeutend; das erste Glied sinkt bei abnehmendem D schneller als das zweite Glied steigt. Dies soll an einem

[1]) Vgl. die von Rukop angegebene Formel in Zenneck-Rukop, Lehrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph., 5. Aufl. S. 582.

Beispiele erläutert werden. Es sei einmal $D = 0{,}05$, ein anderes Mal 0,025; die übrigen Größen seien in beiden Fällen die gleichen, nämlich $K = 10^{-4}$, $R_a = 10^6$, $V_b = 100$ (siehe die folgende Tabelle). Dann ist für $\mathfrak{v}_g = 0$ der Nenner im ersten Falle $50\,000 + 7110$, da $x = 8{,}24 \cdot 10^{-5}$ Amp, und im zweiten Falle ist er $25\,000 + 7550$, da $x = 6{,}88 \cdot 10^{-5}$ Amp.

Multipliziert man den Anodenstrom mit $R_a + R_i$, so erhält man eine Spannung, die kleiner ist als die Batteriespannung. Wir wollen das gekennzeichnete Produkt mit y bezeichnen. In der Tafel sind die Werte von y, ebenso diejenigen von x und R_i für verschiedene Gitterspannungen zusammengestellt.

$K = 10^{-4}$, $D = 0{,}05$, $V_b = 100\ V$, $R_a = 10^6\ \Omega$

$\mathfrak{v}_g$	$x \cdot 10^5$	R_i	$y = x\,(R_a + R_i)$	Diff.
0	8,24	142 080	94	
—0,5	7,37	147 610	84,6	9,4
—1,0	6,50	154 000	75	9,6
—1,5	5,64	161 370	65,5	9,5
—2,0	4,78	171 900	56	9,5
—2,5	3,93	182 030	46,5	9,5
—3,0	3,03	196 710	37	9,5
—3,5	2,26	218 890	27,5	9,5
—4,0	1,45	253 790	17	10,5
—4,5	0,67	328 280	9	8

Es soll ein Versuch gemacht werden, die auf den ersten Blick etwas befremdende Tatsache zu erklären, daß y kleiner als V_b ist. Die Röhre verhält sich ähnlich wie eine elektrolytische Zelle, die sich bei Stromdurchgang polarisiert. Die Gegenspannung der Zelle ist aber nicht konstant, sondern sie wächst mit der Stromdichte. — Ist die Gitterspannung null, so wirkt die Raumladung als Gegenspannung insofern, als sie sich dem Austritt der Elektronen aus dem Glühfaden widersetzt. Durch diese Art von Gegenspannung werden in dem Falle der Tabelle 6 Volt Anodenspannung gleichsam aufgehoben. Ist das Gitter negativ, ist z. B. $\mathfrak{v}_g = -1$ Volt, so bedeutet dies an und für sich eine Verringerung der Anodenspannung um $\frac{1}{D} = 20$ Volt. Da nun aber der Strom gegenüber demjenigen bei $\mathfrak{v}_g = 0$ Volt schwächer ist, so wird auch der Einfluß der Raumladung kleiner, so daß also der Wert von y um weniger als 6 Volt abnimmt. Nehmen wir mal in erster Annäherung an,[2]) die Raumladungsgegenspannung sei proportional der Stromstärke; dann würde dem Strome 10^{-5} A. entsprechen die Gegenspannung $\frac{6}{8{,}24} = 0{,}73$ Volt. Bei der Stromstärke $6{,}5 \cdot 10^{-5}$ A. wäre also die Gegenspannung $6{,}5 \cdot 0{,}73 = 4{,}75$ Volt. Im ganzen würden also bei $\mathfrak{v}_g = -1$ Volt gleichsam aufgehoben 24,75 Volt. Nach der Tabelle sind es $100 - 75 = 25$ Volt.

Für eine gewisse positive Gitterspannung wird der ungünstige Einfluß der Raumladung durch den günstigen der Gitterspannung gerade aufgehoben, d. h. es wird dann $y = V_b$. Der zugehörige Röhrenwiderstand ist die von M. v. Ardenne in seinem bekannten Werke über die Widerstandsverstärkung als Restwiderstand bezeichnete Größe. In dem behandelten Falle ist die betreffende Gitterspannung rund $+0{,}3$ Volt. Bei dieser darf man den Gitterstrom noch vernachlässigen, d. h. man darf die Gleichung (2) noch als günstig ansehen.

Zusammenfassung.

Es wird unter der Annahme, daß der Anodenstrom gleich sei dem Emissionsstrome — $\mathfrak{v}_g \leq 0$ — eine Formel für den inneren Widerstand der Röhre abgeleitet und der Einfluß erörtert, den der Durchgriff D bei der Widerstandsverstärkung auf die Verstärkungszahl ausübt. Für einen bestimmten Fall (Tabelle) wird gezeigt, wie sich R_i mit der Gitterspannung ändert. Schließlich wird versucht, zu zeigen, wie man sich erklären kann, daß $i_a\,(R_a + R_i)$ kleiner ist als die Batteriespannung.

(Eingegangen am 15. Januar 1927.)

[2]) Es ist mir nachträglich gelungen, eine Formel für die Gegenspannung abzuleiten.

Zusammenfassender Bericht. Normalfrequenzen und absolute Frequenzmessung.

Von A. Scheibe.

Zur Frequenzbestimmung sind folgende Methoden üblich:
1. Vergleichung der Frequenz der Schwingungen mit einer Normalfrequenz;
2. Messung der Frequenz mittels eines Normalfrequenzmessers;
3. Berechnung der Frequenz aus der mittels des Lecherschen Drahtsystemes gemessenen Wellenlänge der Schwingungen.

Von diesen drei Methoden führt nur die erste die zu messende Frequenz durch direkte Vergleichung auf eine genau bekannte Normalfrequenz zurück. Die beiden anderen bedürfen der Methode 1 zum Nachweis ihrer Anwendbarkeit.

In den folgenden Kapiteln sollen Anordnungen nach 1. und 2. zur Erzeugung von Normalfrequenzen, zur Frequenzvergleichung und zur Frequenzmessung nur soweit besprochen werden, als sie den augenblicklichen An-

forderungen, die Frequenz mindestens auf einige Zehntausendstel genau zu bestimmen, gerecht werden. Die handelsüblichen Wellenmesser usw. werden daher in dieser Besprechung außer acht gelassen.

I.
Erzeugung von Normalfrequenzen.

Ein Vielfaches der Frequenzeinheit von 1 Hertz bildet die Grundfrequenz einer Skala von Normalfrequenzen.

Als Quelle dieser Grundfrequenz von einigen Hundert bis Tausend Hertz dient der Wechselstrom einer rotierenden Maschine, der mittels Unterbrechers zerhackte Gleichstrom oder die Normalstimmgabel. Der unterbrochene Gleichstrom hat als Frequenzquelle vor den beiden anderen den Vorzug, eine Frequenzsumme zu liefern, die reich an kräftigen höheren Harmonischen ist.

Die Eichung dieser Grundfrequenzen kann mittels Auszählung, Chronographen, Oszillographen usw. auf weniger als $^1/_{10000}$ genau ausgeführt werden; sie soll z. T. in Kapitel II besprochen werden.

Die den Wechselstrom erzeugende Maschine ist ebenso wie die den Unterbrecher treibende Maschine mittels eines Tourenreglers konstant zu halten. Die Konstruktion eines solchen Reglers, der sich bei derartigen Frequenzmessungen sehr bewährt hat, ist von E. Giebe[1]) angegeben worden.

a) Die Normalstimmgabel.
α) Die Röhren-Stimmgabel.

1. Die Normalstimmgabel wird zur Vermeidung des lästigen Anschlagens in Selbsterregerschaltung als Quelle eines ungedämpften Wechselstromes genau kontrollierter Frequenz verwandt. Der treibende Motor ist die Elektronenröhre.

2. Das Prinzip der Röhrenschaltung ist zuerst von W. H. Eccles und W. Jordan[2]) gemäß Fig. 1a angegeben worden. Die Stimmgabel *St* steht unter dem Einfluß des Magnetfeldes zweier Brownschen Telephonmagnete, deren Magnetisierungsspulen im Gitter- bzw. Anodenkreis liegen. Die Energieabnahme geschieht zur Absperrung des Gleichstromes über einen Niederfrequenztransformator.

Die Rückkopplung erfolgt rein mechanisch durch die schwingende Stimmgabel. Zur Regelung der Phasenbeziehung zwischen den Spannungen ist es in vielen Fällen erforderlich, den Gitter- bzw. Anodenspulen Abstimmkondensatoren parallel zu schalten. Man kann jedoch auch nach Fig. 1b die mechanische Rückkopplung durch eine

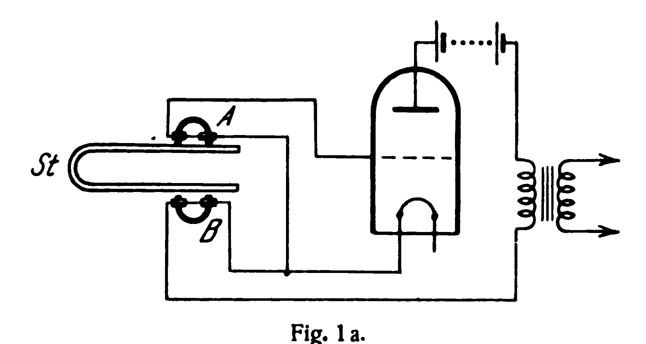


Fig. 1a.
Röhrenstimmgabel nach Eccles und Jordan.

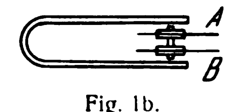


Fig. 1b.

magnetische unterstützen, indem Gitter- und Anodenspulen auf einem zwischen den Stimmgabelzinken liegenden gemeinsamen Magneten angeordnet werden. Nach Eccles und Jordan sind die auf diese Weise erzeugten Schwingungen meist zu kräftig, denn ein großer Nachteil liegt in der Unmöglichkeit, die Rückkopplung variieren zu können.

3. Dies umgehen E. Eckhardt, J. C. Karcher und M. Kaiser[3]) dadurch, daß sie nach Fig. 2 der Stimmgabel eine mehr sekundäre Rolle zuordnen. Zwischen Anoden- und Gitterkreis besteht jetzt eine bequem variable magnetische Kopplung, die durch Änderung der Entfernung

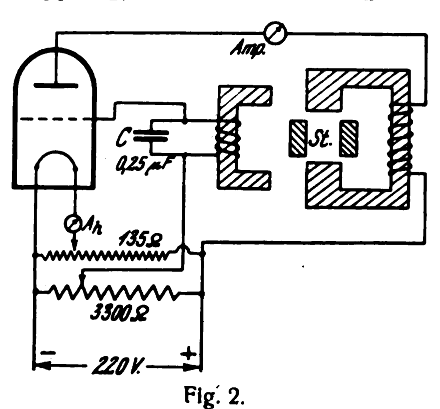


Fig. 2.
Röhrenstimmgabel nach Eckhardt, Karcher und Kaiser.

der beiden hufeisenförmig ausgebildeten Magneten ermöglicht wird. Die schwingende Stimmgabel ändert den magnetischen Widerstand im Anodenkreis, wodurch eine Änderung des Flusses durch den Gitterkreismagneten eintritt.

Eine Abstimmung der Frequenz des Gitterkreises auf die Stimmgabelfrequenz erfolgt mittels des Glimmerkondensators *C*, indem die Gitterkreisfrequenz unter Zuhilfenahme eines angekoppelten Telephones auf die Stimmgabelfrequenz nach der Schwebungsmethode abgeglichen wird. Die Feinabstimmung, d. h. die Synchronisierung soll mittels Änderung der Heizfadenspannung erfolgen. Ist die Röhre einmal einreguliert, so erleichtert das Einstellen der beiden Strommesser auf die gleichen bekannten Ströme ein andermaliges Inbetriebsetzen der Röhren-Stimmgabel. Die Verfasser benützen eine 5-Wattröhre, Anodenspannung 220 Volt, Emissionsstrom 50 Milliamp.

4. Eine derartige Röhrenstimmgabel liefert nur eine Grundfrequenz. Will man veränderbare Grundfrequenzen

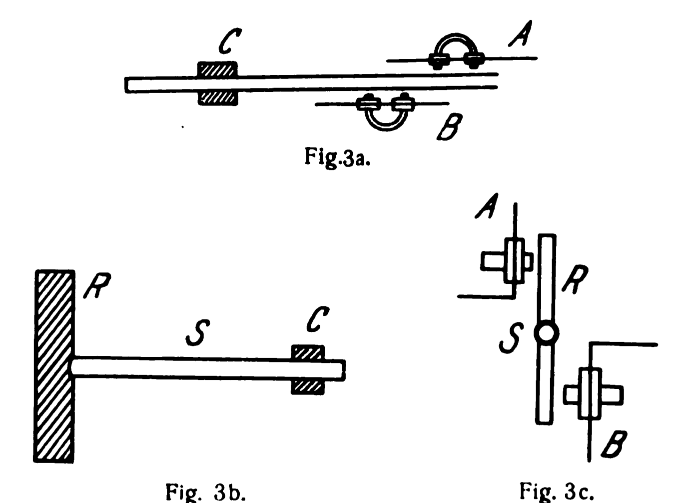


Fig. 3a. Einrichtung zur Erzeugung variabler Frequenzen nach Eccles und Jordan.
Fig. 3b. Längsschnitt durch Stab und Magnet.
Fig. 3c. Querschnitt durch Stab und Magnet.

haben, so kann man durch Anbringung von Gewichten auf den Stimmgabelzinken die Variabilität erreichen. Dadurch

kommt jedoch sehr leicht eine Quelle der Unsicherheit hinzu, die unbedingt zu vermeiden ist, wenn die Grundfrequenz als Normalfrequenz dienen soll.

Eccles und Jordan[2]) schlagen vor, für variable Frequenzen an Stelle der Stimmgabelschwingungen die Transversalschwingungen oder Torsionsschwingungen von Stäben zu benützen. In Fig. 3a ist die Erregungsschaltung eines Stabes zu Transversalschwingungen mittels der im Anoden- und Gitterkreis liegenden beiden Brownschen Magneten gezeichnet. Die Länge und somit Frequenz des Stabes kann durch seine Verschiebung in der Festhalteklammer C variiert werden. Aus Fig. 3b und 3c ist ersichtlich, in welcher Weise der Stab zu Torsionsschwingungen gebracht wird. Der in C befestigte Stab S trägt an seinem Ende einen Magneten R, der durch Einwirkung der Anoden- und Gittermagneten A und B den Stab tordiert. Diese Art der Ausnützung von Stabschwingungen soll sich besser als die nach Fig. 3a bewährt haben.

β) Die Röhrenstimmgabel als Frequenznormal.

Eine ausführliche Untersuchung über die Eignung der Röhrenstimmgabel als Frequenznormal wurde von D. Dye[4]) angestellt. Zu diesem Zweck verglich er zwei Stimmgabeln miteinander, von denen eine während der Dauer der Untersuchung als Bezugsnormal diente. Die Stimmgabel-Schaltung ist in Fig. 4 gezeichnet, sie ist ähnlich der in

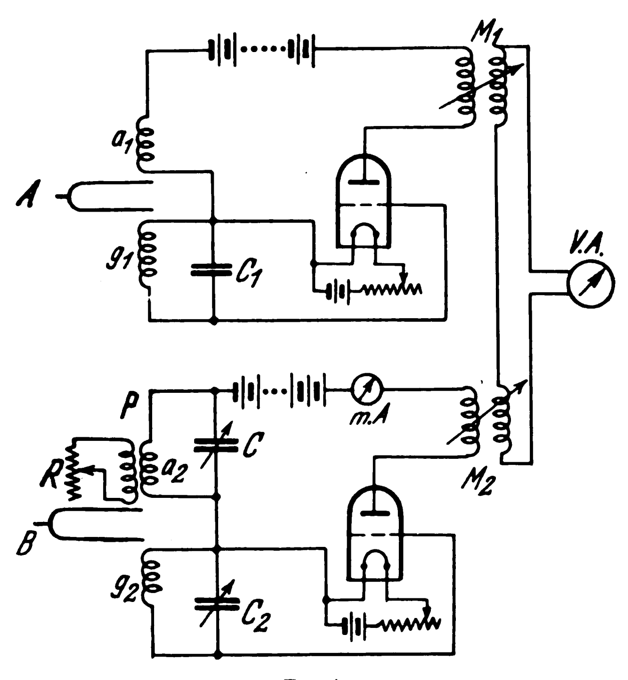


Fig. 4.
Röhrenstimmgabeln nach Dye.

Fig. 1 angegebenen. A ist die Bezugsstimmgabel. Die Frequenzen beider werden mittels eines Vibrationsgalvanometers $V.A.$ verglichen.

Die Stimmgabel B hatte eine Länge der Zinken von 86 mm, eine Breite von 13,9 mm und eine Dicke von 9 mm. Die Anodenspule a_2 bestand aus 9000 Windungen mit 7000 Ω Gleichstromwiderstand, die Gitterspule g_2 hatte bei gleichem Widerstand 11 000 Windungen. Die Spulen waren auf die aus Eisendrahtbündeln von 1 cm Durchmesser bestehenden Pole eines polarisierenden Magneten gewickelt. Die Kapazität von C_1 der Gabel A betrug etwa 0,004 μF, während die Kondensatoren C und C_2 der Gabel B zum Zwecke der Untersuchung ihres Einflusses veränderlich waren. Die Abstände der Magnetpole von den Zinken betrugen etwa 0,6 mm.

Die Untersuchung erstreckte sich auf Feststellung des Einflusses der Temperatur, der Glühfadenheizung, der Anodenspannung, des polarisierenden Magnetfeldes und der Energieentziehung.

1. Der Einfluß der Temperatur. Der Temperaturkoeffizient der Frequenz der Röhrenstimmgabel aus Stahl wurde zu $-1{,}18$ bis $-1{,}20 \cdot 10^{-4}$ pro Grad C mit einer Unsicherheit von $\pm 3 \cdot 10^{-6}$ bestimmt, er hat also ungefähr dieselbe Größe wie derjenige der freischwingenden Stahlstimmgabel von etwa $-1{,}15 \cdot 10^{-4}$ pro Grad C.

Wesentlich kleiner ist der Temperaturkoeffizient einer „Elinvar“-Stimmgabel, der von C. C. Mason[5]) mit $-4{,}7 \cdot 10^{-6}$ angegeben wird. Elinvar ist eine Nickelstahllegierung, die neuerdings für Präzisions-Röhrenstimmgabeln häufig verwandt wird.

2. Der Einfluß einer Änderung der Heizfadenspannung ist sehr verschieden, je nach der verwandten Anodenspannung und den gewählten Gitter- und Anodenkreiskapazitäten. Jeder Kurve der Fig. 5 entspricht ein bestimmter Wert der

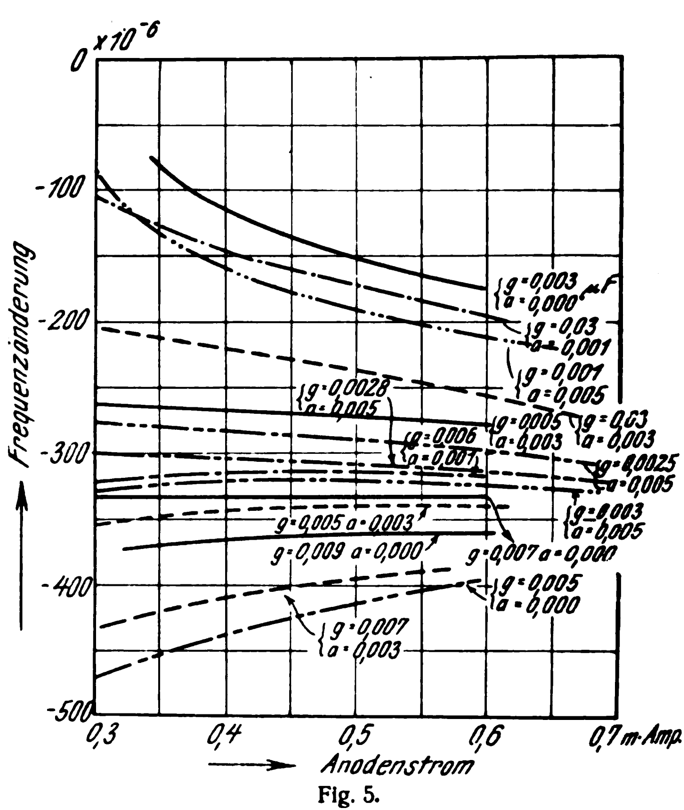


Fig. 5.
Einfluß von Anodenstrom, Gitter- und Anodenkapazität auf die Stimmgabelfrequenz.

Anoden- und Gitterkapazität (a bzw. g in μF), während die Anodenspannung konstant gehalten wird. Aus den Kurven ergibt sich zunächst eine ganz verschiedene Frequenzänderung je nach der Wahl der parallelgeschalteten Kapazitäten, von denen jede mit zunehmender Größe frequenzverkleinernd wirkt. Eine Art von Kompensation der Kapazitäts- und Emissionsstromseinflüsse liegt für die Kapazitäten $g = 0{,}007\ \mu F$ und $a = 0{,}000\ \mu F$ vor, die Kurve der Frequenzänderung verläuft hier nahezu horizontal. In diesem Falle ist die Frequenzänderung bei einem Anstieg des Emissionsstromes von 0,25 auf 0,6 Milliamp. nur etwa 1 auf 10^6. Diese Möglichkeit, durch richtige Wahl der beiden Kapazitäten den Einfluß von Heizstromschwankungen weitgehendst unterdrücken zu können, ist für die praktische Anwendung der Röhrenstimmgabel natürlich von großer Wichtigkeit.

3. Der Einfluß der Änderung der Anodenspannung bei variablem Emissionsstrom wird durch die Kurvenschar der Fig. 6 wiedergegeben. Als Gitter- und Anodenkreiskapazitäten wurden die nach Fig. 5 am günstigsten wirkenden Kapazitäten von 0,007 μF und und 0,000 μF gewählt. Der Einfluß recht beträchtlicher Spannungsschwankungen ist sehr gering, denn es ist zu beachten, daß der gewählte Maßstab das fünfzigfache desjenigen der Fig. 5 ist. Die gestrichelte Kurve gibt den Einfluß der Anodenspannungsänderung bei konstanter Heizfadenspannung wieder. Aus den Kurven ergibt sich, daß bei einer Anodenspannung von 70 Volt und einem Emissionsstrom von etwa 1 Milliamp. die Änderung der Frequenz am geringsten ist. 10% Emissionsstromänderung verursachen etwa $1 \cdot 10^{-6}$ Frequenzänderung.

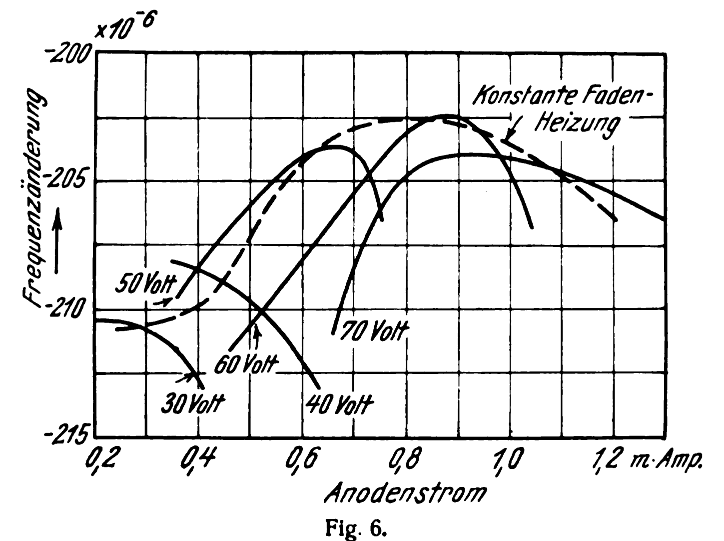


Fig. 6.
Einfluß der Anodenspannung auf die Stimmgabelfrequenz.

4. Einfluß des polarisierenden Magnetfeldes. Nach Fig. 7 ist der Einfluß einer Änderung des magnetischen Feldes recht beträchtlich. D. Dye glaubt ihn auf eine Änderung des Elastizitätsmoduls oder der Schwingungsform zurückführen zu müssen. Eine Feldänderung von 1% bewirkt bei einer Gesamtfeldstärke von etwa 2200 Gauß eine Frequenzänderung von $-6{,}5 \cdot 10^{-6}$. Diese Feldkonstanz ist also notwendig, wenn wenige Millionteł Frequenzkonstanz verlangt werden.

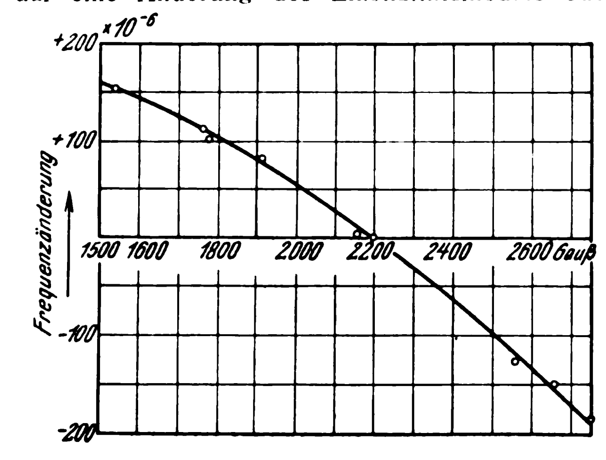


Fig. 7.
Einfluß des magn. Feldes auf die Stimmgabelfrequenz.

Die Versuche wurden so angestellt, daß das Feld eines permanenten Hilfsmagneten aus verschiedenen Entfernungen dem des polar. Magneten überlagert wurde.

Die Methode der Anordnung der Magnete nach Eckhardt, Karcher und Kaiser[3]) ist in dieser Beziehung wahrscheinlich vorteilhafter.

5. Einfluß der Energieentziehung. Um diese Frage prüfen zu können, wurde auf dem die Anodenwindungen tragenden Pol der Gabel B eine Hilfsspule P aufgewickelt (Fig. 4). Schloß man diese Spule durch einen rein ohmischen Ballastwiderstand R, so ergab eine Leistung von 100 Mikrowatt eine Frequenzänderung von etwa $30 \cdot 10^{-6}$. Die Daten der Röhrenstimmgabel waren dabei: 50 Volt Anodenspannung, Emissionsstrom 0,7—0,85 Milliamp., $a = 0{,}000\ \mu F$, $g = 0{,}007\ \mu F$.

Der Verlauf der Frequenzabhängigkeit wird ungefähr durch Kurve A von Fig. 8 wiedergegeben, Kurve B gibt die Abhängigkeit der Leistung vom Widerstand an. Als Abszisse ist $10^6/R$ aufgetragen. Die Frequenzänderung ist bei großem R sehr stark, das ist sehr nachteilig, wenn an Stelle des Widerstandes R ein Röhrenverstärker mit variabler, hoher Impedanz eingeschaltet würde.

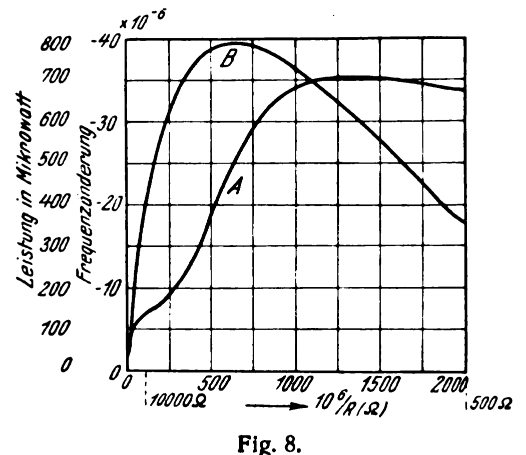


Fig. 8.
Frequenzänderung der Stimmgabel bei Energieabgabe.

Ein allgemeinerer Fall der Energieentziehung wird durch einen in den Anodenkreis der Stimmgabel eingeschalteten Schwingungskreis wiedergegeben, dem ein Verbrauchskreis angekoppelt ist (Fig. 9b). Auch in diesem Fall ist nach Fig. 9a (A) der Einfluß einer Widerstandsänderung im Resonanzkreis nicht geringer, wohl aber ist der Verlauf der Frequenzänderung im Gebiete hohen Widerstandes besser.

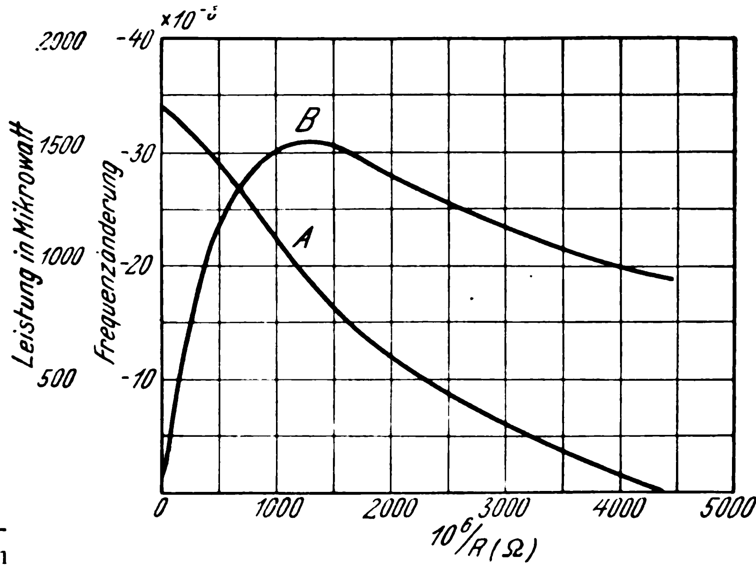


Fig. 9a.
Frequenzänderung der Stimmgabel bei Energieabgabe.



Die Steilheit der Kurve ist in diesem Bereich wesentlich geringer als nach Fig. 8. Wenn im Verbrauchskreis der Widerstand R durch den Gitter-Heizfadenkreis eines Röhren-

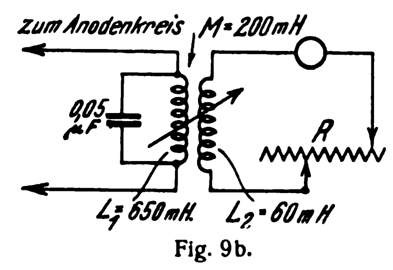


Fig. 9b.

verstärkers ersetzt wird, ist der Frequenzeinfluß kleiner als $1 \cdot 10^{-6}$ bei Energieentnahme über den Verstärker.

6. Der Einfluß eines Röhrenaustausches ist von wesentlich stärkeren Einwirkungen auf die Frequenz. Er erfordert deshalb immer eine Neueichung der Stimmgabel. Aus Tabelle 2 ist die Frequenzänderung bei Auswechslung der Röhren zu ersehen.

Über den Einfluß der Stimmgabelbasis auf die Frequenz siehe A. B. Wood[6]), C. C. Mason[5]).

7. Die mit dem Stimmgabeloszillator erzeugten Ströme sind nicht rein sinusförmig. Dies ist, wie wir später sehen werden, meist sehr erwünscht. Am stärksten ist die Stromverzerrung bei Erzeugung von Torsionsschwingungen nach Eccles und Jordan[2]).

γ) Steuerung mittels Röhrenstimmgabel, Relais.

1. Die Sendersteuerung durch Röhrenstimmgabeln zur Erzeugung von Normalfrequenzen soll später besprochen werden. An dieser Stelle sei darauf hingewiesen, daß mit Erfolg in England bereits große Sendestationen, wie z. B. Rugby mit einer Leistung von über 500 KW, in ihrer Frequenz durch eine Stimmgabel gesteuert werden.

A. Lee[7]) beschreibt im Electrician die Stimmgabel-Steuereinrichtung der englischen Station Northolt. Die Senderfrequenz beträgt das Zwanzigfache der Gabelfrequenz. Zu diesem Zwecke mußte die 20. Oberschwingung aus dem Stimmgabelstrom ausgesiebt werden. Um kräftige Oberschwingungen im Anodenstrom der Stimmgabelröhre zu erhalten, wird an das Gitter eine passende Gittervorspannung angelegt. Der Anodenstrom wird mittels zweier Niederfrequenzstufen verstärkt, aus dem die dann durch Hochfrequenzstufen weiter zu verstärkende 20. Oberschwingung ausgesiebt wird. Der Antennenstrom beträgt 100 Amp.

2. W. H. Eccles[8]) hat die Stimmgabelröhre als ein Tonrelais ausgebildet. Zu diesem Zweck wählte er den Abstand zwischen den Stimmgabelzinken und den Magnetpolen so groß, daß gerade nicht Selbsterregung eintreten kann. Dies ist erst dann der Fall, wenn die Stimmgabel von einem Schallwellenzug getroffen wird, dessen Frequenz mit dem der Stimmgabel übereinstimmt.

b) Stimmgabel-Glimmlampenoszillator.

Als treibendes Organ zur Selbsterregung der Stimmgabel ist von W. H. Eccles und W. A. Leyshon[9]) neuerdings die Neonlampe verwandt worden. Die Schaltung ist aus Fig. 10 ersichtlich. Bei einer Stimmgabelfrequenz von 2000 Hertz hatte C_1 eine Kapazität von 0,001 μF; M_1, M_2 und T einen Widerstand von 12000 Ω, R einen solchen von 100000 Ω. Die Spannung betrug 150 bis 170 Volt, der Strom etwa ⅓—½ Milliampère. Die Anordnung zeichnet sich vor der unter Verwendung einer Elektronenröhre arbeitenden durch die Erzeugung eines Wechselstromes aus, der außerordentlich reich an sehr kräftigen höheren Harmonischen ist, die direkt zur Eichung von Wellenmessern brauchbar sind. Die Röhrenanordnung ist im Betrieb jedoch zuverlässiger.

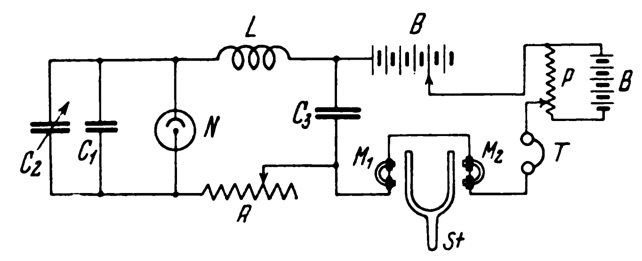


Fig. 10.
Glimmlampenoszillator nach Eccles und Leyshon.

Messungen über die Frequenzkonstanz des Oszillators fehlen.

c) Der Multivibrator.

Zur Erzeugung hörbarer Normalfrequenzen wird vielfach der Multivibrator nach H. Abraham und E. Bloch[10]) verwandt, der außerordentlich viele kräftige Harmonische besitzt, die zum Teil ohne Verstärkung zu Meßzwecken benützt werden können. Da es möglich ist, die Grundfrequenz in einfacher Weise durch eine Röhrenstimmgabel zu steuern, so hat man damit einen Oszillator, der eine große Anzahl diskreter, genau bestimmter Normalfrequenzen besitzt, die bis in das Gebiet der Rundfunkfrequenzen reichen.

Zwei Elektronenröhren sind nach Fig. 11 so miteinander in Verstärkerschaltung verbunden, daß der Ausgangskreis

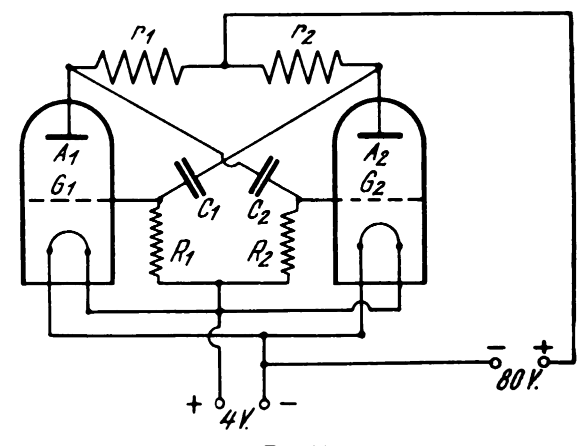


Fig. 11.
Niederfrequenz-Multivibrator nach Abraham und Bloch.

der zweiten Röhre wiederum mit dem Gitterkreis der ersten Röhre kapazitiv gekoppelt ist. Die Oszillationen der Apparatur entstehen durch abwechselndes Aufladen und Entladen der beiden Kapazitäten C_1 und C_2 über die Widerstände. Die Dauer dieses Vorganges ist angenähert dem Produkte $C_1 R_1 + C_2 R_2$ gleich. B. van der Pol[11] zieht die Folgerung, daß diese Schwingungen eine Art von Relaxationsschwingungen sind, zu deren Aufrechterhaltung die Selbstinduktion der Zuleitungen, mag sie noch so klein sein, berücksichtigt werden muß.

Die Widerstände r_1 und r_2 haben Größen von 50000 bis 70000 Ω, während die Widerstände R_1 und R_2 bis zur Größenordnung von etwa 4 Megohm ansteigen. C_1 und C_2 sind Kapazitäten bis zu einigen Mikrofarad. Die beiden Röhren arbeiten abwechselnd; je kleiner die Kapazitäten und die Widerstände R werden, um so höher wird die

Unterbrecherfrequenz. Eine Kurve der Abhängigkeit des Gitterstromes von der Zeit ist in Fig. 12 gezeichnet.

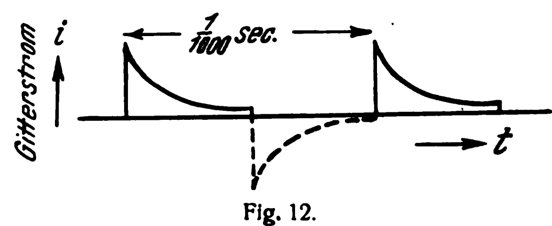


Fig. 12.

Die Tab. 1 gibt für Widerstände r_1, r_2, R_1 und R_2 gleich etwa 50000 Ω die Abhängigkeit der Grundfrequenz des Multivibrators von den Kapazitäten C_1 bzw. C_2 und den Spannungen wieder.

Tabelle 1.

$C_1 = C_2$	Hertz	
μF	bei 80 Volt	bei 40 Volt
$\frac{11}{1000}$	635	750
$\frac{7,5}{1000}$	885	1 070
$\frac{2}{1000}$	3 340	3 950
~ 0	35 400	37 500

Aus der Tabelle ergibt sich eine sehr starke Frequenzabhängigkeit von der Anodenspannung, das gleiche ist aber auch bei Änderung des Heizstromes der Fall. Geringe Widerstandsänderungen im Heizkreis können die Frequenz um über 10% ändern.

Infolge dieser Strom- und Spannungsempfindlichkeit der Frequenz ist für Präzisionsmessungen eine ständige Kontrolle der Grundfrequenz nötig. Die Ausführung dieser Kontrolle soll im nächsten Abschnitt besprochen werden.

Arbeitet man direkt mit den Oberwellen des Multivibrators, so ist darauf zu achten, daß dieser nur gedämpfte Schwingungen gibt. Eine derartige Eichung eines Wellenmessers gibt also etwas andere Werte als man sonst mit ungedämpften Wellen erhält. Ist die Resonanzkapazität eines Wellenmessers bei Eichung mit ungedämpften Wellen gleich C_0, so ergibt sich für die gleiche Frequenz bei Multivibratorschwingungen

$$C = C_0\left(1 - \frac{5}{4}\frac{\delta^2}{\pi^2}\right)$$

worin $\delta = \pi R \cdot \frac{\sqrt{C}}{\sqrt{L}} =$ log. Dekrement ist.

Der Unterschied wird bei guten Wellenmessern von der Größenordnung von einigen Zehntausendsteln und darunter sein.

d) Sender mit diskreten Normalfrequenzen.

1. D. Dye[12]) hat die Vorzüge der Röhrenstimmgabel, Schwingungen genau bekannter Frequenz zu erzeugen, und die Vorzüge des Multivibrators, kräftige und viele höhere Harmonische seiner Grundfrequenz zu liefern, durch die Konstruktion eines Normalsenders vereinigt.

Die Aufgabe hierbei bestand darin, die als Normalfrequenz dienende Grundfrequenz von 1000 Hertz der Röhrenstimmgabel so vielmals zu vervielfachen, daß das Gesamtgebiet der Frequenzen der elektrischen Wellen von einem dichten Netz diskreter Frequenzen bedeckt ist, deren Größe jederzeit schnell zu ermitteln ist. Die Frequenzen müssen dabei so dicht liegen, daß dazwischen liegende, zu messende Frequenzen bequem mit diesen verglichen werden können. Dieses Netz von Normalfrequenzen liefern Multivibratoren nach Abraham und Bloch[10]), die unter Benützung von Siebkreisen, einem selektiven Verstärker usw. mit der Röhrenstimmgabel synchron gekoppelt sind. Die zur Eichung nötige Energie liefert dann ein Hilfssender, der auf die betreffende Normalfrequenz des Normalsenders nach der Schwebungsmethode abgestimmt wird.

Die Apparatur ist von W. H. F. Griffith[13]) näher beschrieben worden. Die Kopplung der Röhrenstimmgabel mit dem Niederfrequenzmultivibrator ist aus Fig. 13 zu ersehen. Stimmgabel und Multivibrator sind in der bereits

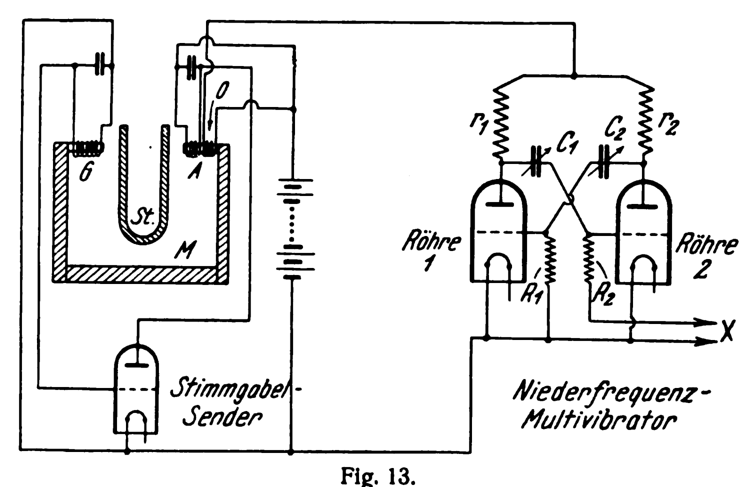


Fig. 13.
Niederfrequenzstufe des Normalsenders nach Dye.

besprochenen Art und Weise geschaltet. Die auf den Anodenpol des Stimmgabelmagneten gewickelte, im Anodenkreis des Multivibrators liegende Koppelspule O bewirkt die Steuerung.

Solange die Grundfrequenz des N-Multivibrators nicht mit der der Stimmgabel übereinstimmt, ist in dem bei X angeschlossenen Telephon ein greulicher Mißton hörbar. Durch Änderung von C_1 und C_2 wird die Abstimmung bewirkt. Ist Synchronisierung erreicht, so können sich C_1 und C_2 so stark ändern, daß andernfalls eine Änderung der Multivibratorfrequenz von 10% eintreten würde.

An X wird nach Fig. 14 eine Koppelspule d angeschlossen; der an Harmonischen sehr reiche Multivibratorstrom

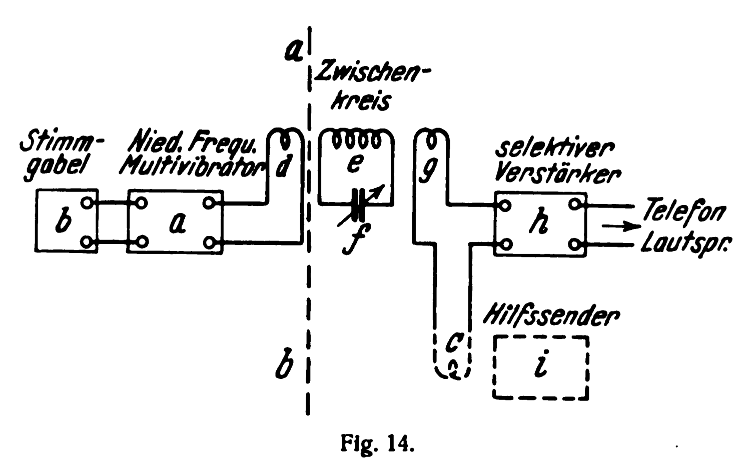


Fig. 14.

induziert dann auf den sehr schwach gedämpften aus der Selbstinduktionsspule e und dem Kondensator f bestehenden Zwischenkreis. Dieser Resonanzkreis besteht aus einem verlustfreien Luftkondensator und mehreren Spulen, die so

dimensioniert sind, daß er von sehr niedrigen Frequenzen bis zur Frequenz von 1 200 000 Hertz, also der 1200. Oberschwingung der Stimmgabelgrundfrequenz resonanzfähig ist. Die Plattenform des Kondensators ist so gewählt, daß eine möglichst gleichmäßige Frequenzskala vorhanden ist. Das log. Dekrement beträgt etwa 0,008 über den ganzen Frequenzbereich.

Dieser Resonanzkreis siebt die gewünschte Oberschwingung des Multivibrators aus, die dann durch den selektiven 4-Röhrenverstärker h verstärkt wird. Im Anodenkreis von dessen erster Röhre, deren Gitter und Heizfaden mit der Koppelspule g verbunden ist, liegt ein auf die ausgesiebten Frequenzen abstimmbarer Resonanzkreis, dessen Eigenfrequenz von 8 bis 2000 Kilohertz variabel ist. Die zweite Röhre ist als rückgekoppeltes Andion geschaltet, die dritte und vierte wirken als Niederfrequenzstufen.

Ein Sender, dessen Frequenz gemessen werden soll, oder der als Hilfssender i für irgendwelche Eichung dient, wird mit dem Verstärker über c gekoppelt.

Dieser Multivibrator ist ausnützbar bis zur 120. Oberschwingung der Stimmgabel, dies entspricht einer Wellenlänge von 2500 m. In diesem Bereich nähern sich also die Normalfrequenzen bis auf 1%.

Für noch höhere Frequenzen ist die Ankopplung eines zweiten Hochfrequenzmultivibrators nötig, dessen Grundfrequenz auf einer Oberschwingung des Niederfrequenzmultivibrators aufbaut. Das Schaltbild des H-Multivibrators ist in Fig. 15 gezeichnet, es ähnelt bis auf die Ersetzung der Widerstände r_1 und r_2 durch die Selbstinduktionsspulen L_5

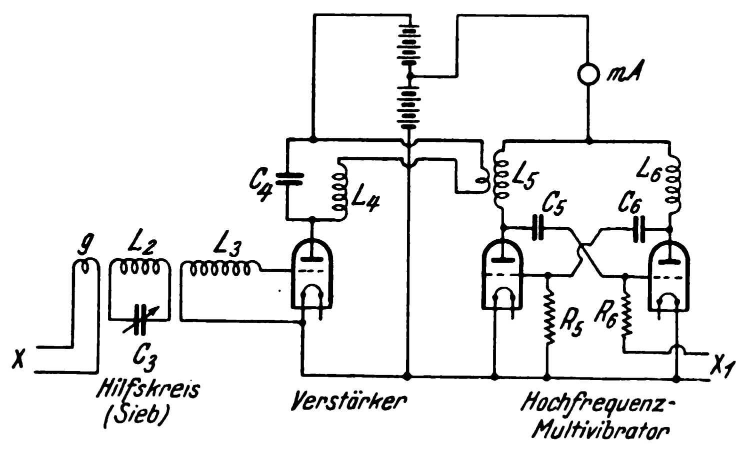


Fig. 15.
Hochfrequenzstufe des Normalsenders nach Dye.

und L_6 dem des Niederfrequenzmultivibrators. Seine Grundfrequenz kann 19, 20 oder 21 000 Hertz sein, seine Oberschwingungen sind bis zur 60ten, also bis zu einer Frequenz von etwa $1{,}2 \cdot 10^6$ Hertz ($\lambda = 250$ m) brauchbar.

Die Ankopplung an den Niederfrequenzmultivibrator ist wesentlich komplizierter. Man denke sich in Fig. 14 die Apparate rechts von $a—b$ entfernt, dann induziert der N-Multivibrator nach Fig. 15 über die Spule d auf einen einfachen Resonanzkreis, der aus L_2 und C_3 besteht. Dieser Kreis hat nur die 19., 20. oder 21. Oberschwingung je nach Einstellung von C_3 auszusieben. Der Strom dieser ausgewählten Harmonischen wirkt mittels einer großen Selbstinduktion L_3 auf das Gitter einer Verstärkerröhre, in deren Anodenkreis ein auf sie abgestimmter Resonanzkreis liegt. Dieser ist zur Steuerung des Hochfrequenzmultivibrators magnetisch mit L_5 gekoppelt.

Die Feinabstimmung der Grundfrequenz dieses H-Multivibrators auf die ausgewählte und verstärkte Oberschwingung des N-Multivibrators erfolgt nach der Grobabstimmung zuletzt durch Regulierung des Heizstromes. Sein Synchronisationsbereich ist bedeutend schmaler, so daß große Konstanz der Batterien erforderlich ist.

An den H-Multivibrator wird nun der oben besprochene und in Fig. 14 rechts von $a—b$ gezeichnete Zwischenkreis mit selektivem Verstärker angeschlossen, zum Aussieben

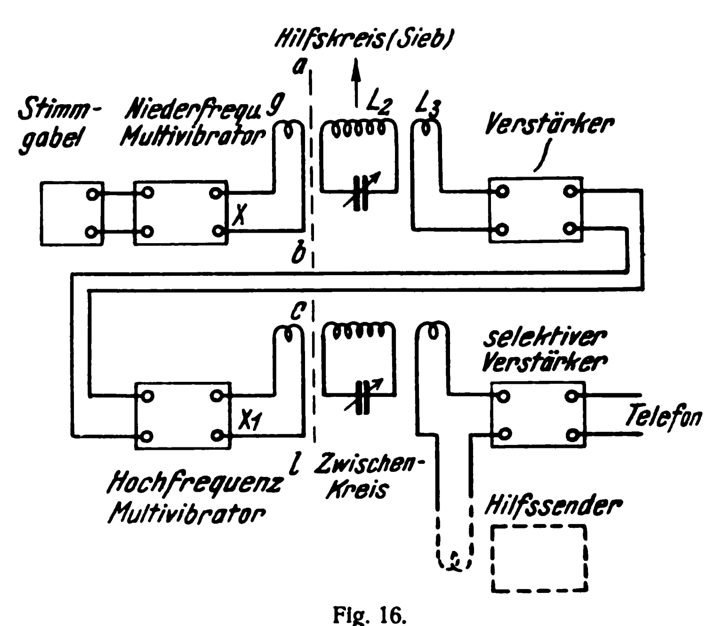


Fig. 16.
Gesamtapparatur des Normalsenders nach Dye.

und Verstärken seiner Oberschwingungen. Die Gesamtapparatur ist schematisch in Fig. 16 gezeichnet.

Dieser Normalsender hat sich außerordentlich bewährt. Der Temperaturkoeffizient der Frequenz der Elinvar-Stimmgabel wird mit $-9 \cdot 10^{-6}$ pro 1° C angegeben, er kann also bei den meisten Messungen vernachlässigt werden. Die Unsicherheit der Grundfrequenz der Stimmgabel beträgt etwa $2 \cdot 10^{-5}$. In Tabelle 2 sind die zu verschiedenen Zeiten gemessenen Werte der Grundfrequenz zusammengestellt, daraus geht schon zur Genüge hervor, wie gering die Unsicherheit ist. Wie bereits im Abschnitt I, a (β) 6 erwähnt wurde, macht ein Auswechseln der Röhren jedesmal eine Neueichung erforderlich.

Tabelle 2.

		Frequenz	Temperatur
		Hertz	°C
	11. 6. 24	999,990	19,0
	18. 6. 24	999,993	19,8
Neue Röhre	30. 6. 24	999,963	19,0
	2. 7. 24	999,963	19,5
„ „	3. 1. 25	999,933	19,5
	28. 2. 25	999,948	17,0
„ „	27. 3. 25	999,967	18,8
	23. 10. 25	999,973	18,7

2. Man kann den Multivibrator als Zwischenglied bei der Erzeugung starker harmonischer Oberschwingungen vermeiden, wenn die Röhrenstimmgabel einen Wechselstrom liefert, der schon von sich aus reich an Oberschwingungen ist. Es ist dann nur nötig, die Oberschwingungen auszusieben und zu verstärken. In einfacher Weise läßt sich der Stimmgabelstrom mit Harmonischen anreichern, wenn man in den Verstärkerstufen künstlich durch geeignete Gittervorspannungen für die nötige Stromverzerrung sorgt. C. Jolliffe und G. Hazen[24]) haben

einen in dieser Weise arbeitenden Normalsender konstruiert, dessen Grundfrequenz ebenfalls durch eine nach Eccles und Jordan[3]) geschaltete Röhrenstimmgabel für 1004 Hertz bzw. 100 Hertz erzeugt und kontrolliert wird.

Das Schaltungsschema ist in Fig. 17 gezeichnet. Die von der Röhrenstimmgabel gelieferte Energie wird über einen Niederfrequenztransformator der Röhre 1 zugeführt, mit der über einen Zwischenfrequenztransformator die Röhre 2 zur Weiterverstärkung gekoppelt ist. Die Röhren 2 und 3 sind mittels der abstimmbaren Kreise C_1—L_1 bzw. C_2—L_2 gekoppelt, während für 3 und 4 100 000 Ω-Widerstandskopplung verwandt wird. Die Röhren 1—3 sind 5-Wattröhren, während für Röhre 4 eine 50-Wattröhre gebraucht wird.

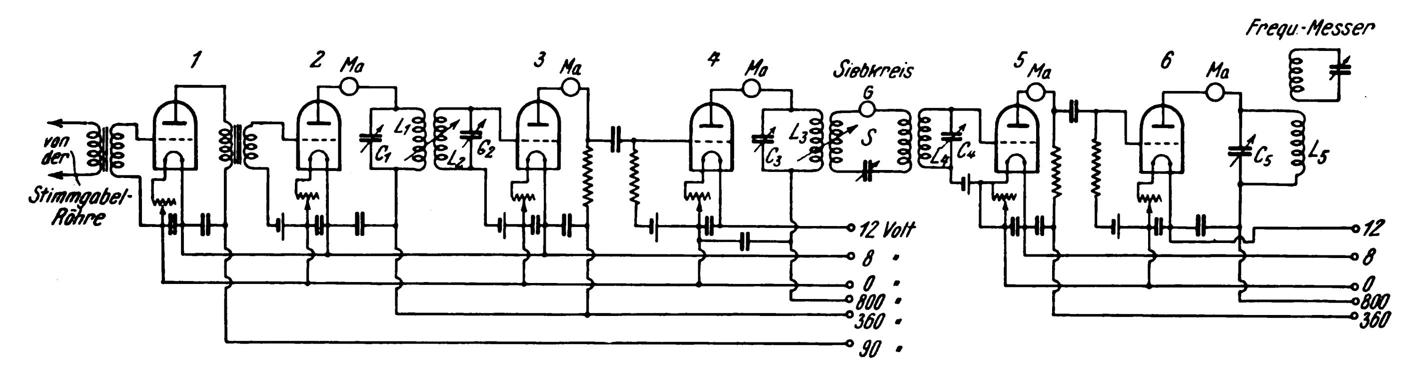


Fig. 17.
Normalsender nach Jolliffe und Hazen.

Die Kreise C_1—L_1 und C_2—L_2 dienen zum Aussieben der Frequenzen von 8000—15 000 Hertz, während der Anodenkreis von Röhre 4 auf 8000—450 000 Hertz abstimmbar ist. Mit L_3 wird der zu eichende Wellenmesser gekoppelt, falls nur Frequenzen bis zu 450 000 Hertz benötigt werden. Der Wellenmesser ist in der Figur nicht gezeichnet.

Für den Frequenzbereich bis zu 4000000 Hertz ($\lambda = 75$ m) wird mit L_3 über einen Siebkreis S ein weiterer aus zwei widerstandsgekoppelten Röhren 5 und 6 bestehender Verstärkersatz verbunden. Der Gitterkreis L_4—C_4 ist abstimmbar auf eine zweite Zwischenfrequenz von 18 000 bis 100 000 Hertz. Der Siebkreis S hat die nicht ausgewählten Harmonischen zu unterdrücken, er dient ferner dazu, das Einstellen von L_4—C_4 auf eine zwischen 18 000 und 100 000 Hertz liegende Zwischenfrequenz zu erleichtern. Der Kreis L_5—C_5 ist auf die benötigte Eichfrequenz bis zu 4 000 000 Hertz abstimmbar.

Die Gittervorspannungen der Röhren 2—6 sind so gewählt, daß im schwingungslosen Zustand der Anodengleichstrom ungefähr Null ist, die Stromverzerrung wird also durch die auf dem unteren Teil der Gittercharakteristik arbeitenden Röhren hervorgebracht.

Der Sender besitzt den großen Vorteil, sehr kräftige Schwingungen zu liefern, so daß direkt die Eichung von Wellenmessern ohne Zwischenschaltung eines energiestarken Hilfssenders möglich ist.

e) Synchronisierung von Normalsendern.

Der D. Dyesche Normalsender reicht bis zu Wellen von 250 m herab. Für das Wellengebiet von 250—30 m kann man sich weiter helfen, indem man z. B. den Hilfssender mit seiner Grundschwingung auf eine der höheren Harmonischen des Hochfrequenzmultivibrators einstellt und dann die Hilfssender-Oberschwingungen als Normalfrequenzen weiter benutzt. Diese Oberschwingungen werden zum Eichen von Wellenmessern meist zu schwach sein, man stimmt daher auf sie die Grundwelle eines weiteren energiestarken Senders nach der Schwebungsmethode ab, die dann ihrerseits zur Eichung dient.

In diesem Falle sind also mit dem Normalfrequenzen-Erzeuger bereits zwei Sender gekoppelt, deren Grundfrequenzen von diesem nicht zwangsläufig konstant gehalten, sondern von Zeit zu Zeit nachgestimmt werden müssen. Dies ist für manche Versuchszwecke unerwünscht. Handelt es sich z. B. bei Aufnahme einer längeren, zeitraubenden Meßreihe darum, für jeden Meßpunkt jederzeit die Frequenz auf weniger als $^1/_{10000}$ angeben zu können, so versagt die Nachregulierung. Man versuchte daher, auch die Sender für Eichfrequenzen im Gebiet der Wellen unter 100 m mit dem Erzeuger der Normalfrequenz synchron zu koppeln.

In vollständiger Weise hat dies M. Mercier[14]) getan. Zum Zwecke der Untersuchung der Ausbreitungsgeschwindigkeit elektrischer Wellen auf einem Lecherschen Drahtsystem sollte automatisch die Arbeitsfrequenz von $3{,}8 \cdot 10^6$ bzw. $7{,}5 \cdot 10^7$ Hertz ($\lambda = 80$ bzw. 4 m) auf die mittels Chronographen meßbare Grundfrequenz von etwa 50 Hertz jederzeit zurückgeführt werden können. Mercier synchronisierte zu diesem Zwecke 6 Sender, indem er mittels einer Oberschwingung eines niederfrequenteren Senders die Grundschwingung des nächstfolgenden höherfrequenteren Senders zwangsläufig steuerte. Er überspannte dadurch einen Frequenzbereich von 50 Hertz bis $3{,}8 \cdot 10^6$ Hertz; ein 7. Sender, der zwangsläufig durch Synchronisierung oder auch nur akustisch auf den 6. Sender abgestimmt wurde, transformierte von $3{,}8 \cdot 10^6$ auf $7{,}5 \cdot 10^7$ Hertz.

Stimmt man zwei Sender aufeinander ab, die sehr eng miteinander gekoppelt sind, so erkennt man bei Veränderung der Frequenz des einen den Eintritt der Synchronisierung daran, daß der in einem Telephon hörbare Schwebungston nicht allmählich zu Null wird, sondern plötzlich abreißt, um erst bei erheblicher Weiterverstellung des Senderabstimmkondensators ebenso plötzlich wieder zu erscheinen. In dem tonlosen Bereich des betreffenden Senders sind beide Sender synchronisiert. Man kann dies objektiv dadurch feststellen, daß man mit beiden Sendern einen Überlagerer koppelt. Waren vor Eintritt der Synchronisierung zwei Schwebungstöne, bzw. langsame Schwebungen hörbar, so ist dann im ganzen Synchronisationsbereich nur ein Schwebungston vorhanden. Durch diese Anordnung kann gleichzeitig das Außertrittfallen der Sender kontrolliert werden.

Die Kopplung zweier Sender kann auf sehr verschiedene Weise erfolgen, z. B. induktiv nach Fig. 18 oder elektrisch

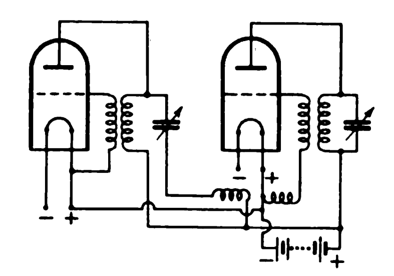


Fig. 18.
Synchronisierung mittels induktiver Kopplung nach Mercier.

mittels einer Hilfsröhre 2 nach Fig. 19. Die Synchronisation wird durch gemeinsame Hochspannungs- aber getrennte

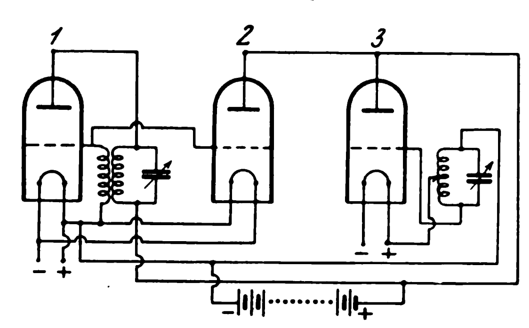


Fig. 19.
Synchronisierung mittels Hilfsröhre nach Mercier.

Heizbatterien erleichtert.

In Fig. 20 ist das Schaltschema für die Synchronisation der 6 Sender gezeichnet, die Sender sind teilweise nach Fig. 18 oder Fig. 19 miteinander gekoppelt.

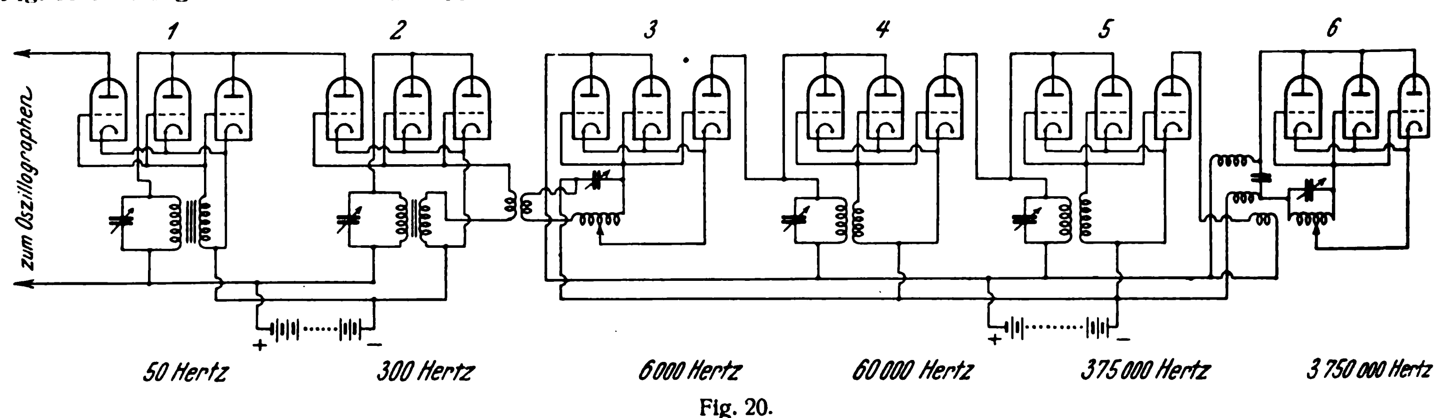


Fig. 20.
Schaltschema zur Synchronisierung nach Mercier.

Der Anodenkreis des 50-Hertz-Senders ist mit einem Oszillographen verbunden, der die Schwingungen gleichzeitig mit den Zeitzeichen einer Präzisionsuhr aufschreibt. Auf diese Weise kann jederzeit die wahre Frequenz des Grundsenders abgezählt werden. Das bekannte Übersetzungsverhältnis zwischen Sender 1 und 6 ergibt dann den Wert der momentanen Arbeitsfrequenz. Die in der Fig. 20 angeschriebenen Frequenzen sind nur Näherungswerte, in einem speziellen Falle war die Grundfrequenz des 6. Senders gleich der Grundfrequenz des ersten Senders $\times 4 \times 27 \times 10 \times 6 \times 10$.

f) Quarzkristallgesteuerte Sender.

Zur Erzeugung genau bekannter Frequenzen steuert man den Sender entweder mittels eines leuchtenden piezoelektrischen Resonators nach E. Giebe und A. Scheibe[15]) oder mittels eines Quarzes in Erregerschaltung, wie sie von W. G. Cady, G. W. Pierce, A. Hund[16]) angegeben wurde.

Die Leuchtbreite eines Resonators beträgt etwa $1 \cdot 10^{-4}$ der Frequenz bei normaler Kopplung, sie kann durch sehr lose Kopplung noch verringert werden. Wird der Sender so eingestellt, daß die Senderkondensatoreinstellungen für beiderseitiges Verschwinden der Leuchterscheinung gemittelt werden, so stimmt dann die Senderfrequenz mit der Resonatorfrequenz auf einige Hunderttausendstel überein.

Über die Frequenzkonstanz eines quarzgesteuerten Senders in Selbsterregungsschaltung liegen exakte Messungen noch nicht vor.

Zur weiteren Orientierung über diese Frage wird auf die in diesem Jahrbuch erschienenen Referate[25]) verwiesen.

g) Sender mit kontinuierlicher Normalfrequenzskala.

Die bisher beschriebenen Normalsender haben sämtliche den Nachteil, nur diskrete Normalfrequenzen zu geben. Viel vorteilhafter würde es sein, wenn die Konstruktion eines Senders gelänge, der vom hörbaren Bereich aufwärts jede beliebige Normalfrequenz erzeugen könnte. E. Grüneisen und E. Merkel[17]) haben in dieser Richtung einen großen Schritt vorwärts durch die Konstruktion ihrer Normaltonskala getan. Dieser Sender gibt von 700—46 000 Hertz Normalfrequenzen, die mit einer Genauigkeit von $1—2 \cdot 10^{-4}$ aus den Daten des Senderschwingungskreises berechnet werden können.

Der Röhrensender ist in bekannter Weise nach Fig. 21 zusammengesetzt. Der Schwingungskreis besteht aus drei auswechselbaren Normalspulen von 10^6, 10^7 und 10^8 cm und einem dekadisch abgestuften Kurbelglimmerkondensator von 1 μF Gesamtkapazität, dem ein geeichter Luftdreh-

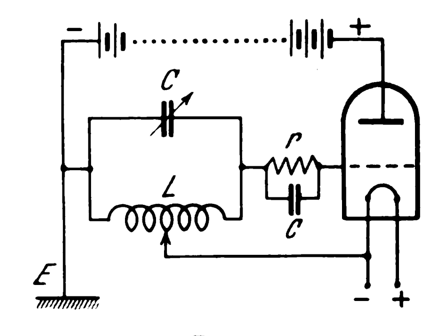


Fig. 21.
Normaltonsender nach Grüneisen und Merkel.

kondensator parallel geschaltet ist, so daß drei Schwingungs-



bereiche von 700—1700, 1600—8600 und 6000—46 000 Hertz herstellbar sind. Der mit der Hülle des Drehkondensators verbundene Teil des Schwingungskreises ist geerdet.

Die Autoren finden in Übereinstimmung mit anderen, daß zur Erzielung konstanter Frequenzen Eisen in den Spulen vermieden werden muß. Der Einfluß des Heizstromes ist gering, wenn mit der Stromstärke hinreichend unter der maximal zulässigen Belastung des Heizfadens geblieben und in die Gitterzuleitung ein Silitwiderstand von $r = 20\,000\ \Omega$ mit parallelliegendem Kondensator von etwa 0,5 μF eingeschaltet wird. Diese Anordnung wirkt als Ventil und begrenzt ein zu starkes Anwachsen des Gitterstromes, dadurch kann z. B. eine sonst auftretende Frequenzänderung von $124 \cdot 10^{-4}$ bei einer Heizstromerhöhung von 2,0 auf 2,8 Amp. auf $3{,}9 \cdot 10^{-4}$ verringert werden. Der Einfluß der Anodenspannung ist gering.

Die Berechnung der Frequenz aus Kapazität und Selbstinduktion erfolgt nach einer etwas modifizierten Thomsonschen Formel:

$$\frac{\omega}{\omega_0} = \frac{1}{\sqrt{(C+k)\,\Lambda}}, \quad \Lambda = L\,\omega_0^2$$

hierin ist k gleich der Spulenkapazität. Bei wiederholter Bestimmung von k und Λ mittels Relativeichung ergibt sich, daß nur die Größe k von Temperatur, Heizstrom und Röhrenart abhängig ist. Dies läßt sich jedoch dadurch vermeiden, daß man den Sender nach Inbetriebsetzung auf einen bestimmten, von jenen Einflüssen praktisch unabhängigen Normalzustand bringt. Zu diesem Zwecke wird parallel zum Schwingungskreiskondensator ein kleiner, stetig veränderlicher Zusatzkondensator geschaltet, durch den die Änderung von k kompensiert wird, so daß die Zuordnung der Frequenzen zu den Einstellungen des Glimmer- und Drehkondensators immer wieder dieselbe bleibt. Dies wird praktisch mittels Einstellung eines Hilfssenders auf eine niedrige Normalfrequenz des Normalsenders und des allmählichen Abgleichens dieser Hilfsfrequenz und der Kapazität des Zusatzkondensators in der Weise erreicht, daß sowohl zwischen der Normalfrequenz als auch einem auf dem Drehkondensator weit entfernt liegenden ganzzahligen Vielfachen derselben einerseits und der Hilfsfrequenz bzw. ihrer hierzu gehörigen Oberschwingung andererseits Schwebungsfreiheit eintritt. Da die Kapazitäten des Glimmerkondensators sich nicht einfach addieren, so ist für besonders hohe Genauigkeiten die Anbringung kleiner Korrekturen nötig.

Nach Eichung mit einer Stimmgabelfrequenz ω_0 ergab sich die Zulässigkeit der Berechnung der Frequenz aus der angegebenen Formel mit einer Genauigkeit von etwa $1 \cdot 10^{-4}$. Ein kleiner Temperaturkoeffizient von derselben Größenordnung wie der einer Stimmgabel, aber mit positivem Vorzeichen, ist zu berücksichtigen.

In der Tabelle 3 ist als Beweis der Zuverlässigkeit der Normaltonskala eine Meßreihe von Stimmgabelfrequenzen wiedergegeben, die die Verfasser erhielten, als sie die Töne einer Anzahl im Präz.-mech. Labor. der P. T. R. geeichter Normalstimmgabeln mit ihrer Skala verglichen. Die Verfasser geben den Zahlen der Spalte 2 eine Genauigkeit von $^1/_{10\,000}$.

Tabelle 3.

Stimmgabel 20° C	Hertz	
	Röhrensender	Präz.-mech. Lab.
Normal a_1	$435{,}0_1$	$434{,}98 \pm 0{,}005$
2 500	$397{,}8_0$	$397{,}9 \pm 0{,}2$
3 000	$478{,}0_0$	$477{,}5 \pm 0{,}2$
3 500	$557{,}2_8$	$557{,}0 \pm 0{,}3$
4 000	$637{,}2_0$	$636{,}6 \pm 0{,}3$
4 500	$716{,}5_2$	$716{,}2 \pm 0{,}4$
5 000	$795{,}7_0$	$795{,}8 \pm 0{,}4$
5 500	$874{,}9_8$	$875{,}4 \pm 0{,}4$
6 000	$955{,}1_4$	$954{,}9 \pm 0{,}5$
8 000	$1274{,}5_3$	$1273{,}2 \pm 0{,}6$
10 000	$1593{,}1_4$	$1591{,}5 \pm 0{,}8$
12 000	$1910{,}4_7$	$1909{,}9 \pm 1{,}0$

(Schluß folgt.)

Referate.

E. V. Appleton, R. A. Watson Watt und **J. F. Herd.** Die Natur der atmosphärischen Störungen. (On the nature of atmospherics.) II. Proc. Royal Soc. **111,** 615—653, 1926. III. Proc. Royal Soc. **111,** 654—677, 1926.

II. Die Arbeit ist eine Fortsetzung der früheren Untersuchungen (Proc. Royal Soc. 103, 84 ff., 1923), bei denen der zeitliche Verlauf des elektrischen Felds von atmosphärischen Störungen mit einer Braunschen Röhre aufgenommen wurden.[1]) Bei den neuen Versuchen ist gegenüber den früheren die Apparatur verbessert, außerdem wird nicht nur auf die Änderungen des Felds während der Störung Rücksicht genommen, sondern auch darauf, ob nach Ablauf der Störung das Feld an der Oberfläche der Erde noch dasselbe ist wie vorher. (Bei Gewittern in nicht sehr großer Entfernung vom Empfänger trifft dies nicht mehr zu.) Das ließ sich feststellen, indem man in die Antenne einen Kondensator einschaltete und untersuchte, ob die Ladung desselben nach der atmosphärischen Störung noch dieselbe war, wie vorher.

[1]) Vergl. auch Referat ds. Jahrbuch **28,** 130, 1926.

Die Aufnahme-Antenne war eine umgekehrte L-Antenne mit einem vertikalen Teil von 15 m Höhe und einem horizontalen von 500 m Länge, Kapazität $2{,}77 \times 10^{-3}\ \mu F$. Sie war durch einen hohen Widerstand ($2000\ \Omega$) eben aperiodisch gemacht. Die Spannung an diesem Widerstand oder diejenige an einem Kondensator, der außer dem Widerstand in die Antenne geschaltet war, wurde unter Zwischenschaltung eines ein- oder zweistufigen Verstärkers mit einer geradlinigen und von der Frequenz unabhängigen Charakteristik an zwei Ablenkungsplatten einer Braunschen Röhre gelegt. Die Braunsche Röhre war eine solche der Western El. Co. mit einer besonderen phosphoreszierenden Substanz (Zinksilikat). Um möglichst helle Bilder zu bekommen, wurde außerdem die Röhre, die für 350 Volt Betriebsspannung gebaut war, häufig mit 500 Volt betrieben und dann zur Konzentration des Kathodenstrahlbündels in üblicher Weise eine Konzentrationsspule benützt.

Die Bewegung des Flecks in der Richtung der Zeitachse bestand in folgendem. Er lief von links nach rechts mit gleichförmiger Geschwindigkeit über den Schirm weg und kehrte dann nahezu plötzlich von rechts nach links zurück, um dann das Spiel von neuem zu beginnen. Da die Rück-

kehr des Kathodenstrahlbündels zu rasch erfolgt, um ein sichtbares Bild auf dem Schirm zu geben, so entstanden die sichtbaren Bilder alle, während der Fleck den Schirm von links nach rechts mit praktisch gleichförmiger Geschwindigkeit durchlief, und gaben ein richtiges Abbild des zeitlichen Verlaufs der Störungen. Erreicht wurde die beschriebene Bewegung des Flecks durch die Anordnung von Fig. 1, die an sich interessant ist. In dem System $L_1 L_2 A$, in dem die verteilte Kapazität der Spulen L_1 und L_2 (in der Fig. gestrichelt gezeichnet) als alleinige Kapazität vor-

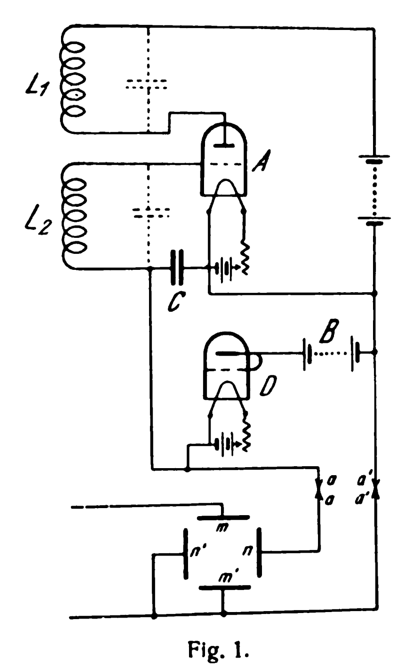


Fig. 1.

handen ist, entstehen sehr rasche Schwingungen. Durch sie wird der Kondensator C sehr rasch aufgeladen und es werden dadurch die Schwingungen unterbrochen. Der Kondensator entlädt sich dann durch die als Ventil geschaltete Röhre D. Die Spannung des Kondensators C, die an die Ablenkungsplatten n und n' der Braunschen Röhre gelegt ist, fällt dann praktisch linear ab und das Spiel wiederholt sich dann von neuem. Der Vorteil der Anordnung gegenüber den mechanischen Vorrichtungen, die bisher zu demselben Zweck verwendet wurden, ist der, daß der Vorgang sich viel schneller wiederholt, als es mechanisch zu erzielen wäre. — Daß die Anordnung in der angegebenen Weise arbeitet und ein ungefälschtes Bild der Vorgänge in der Antenne liefert, wurde sorgfältig kontrolliert.

Im ganzen wurden ca. 8000 Aufnahmen gemacht, wovon die meisten (5813) in die Zeit vom 22. August bis 13. November 1925 fielen. Sie beziehen sich also auf die Verhältnisse während des Herbstes in England.

Als Typen der Störungen unterscheiden die Verfasser:

1. nach dem zeitlichen Verlauf aperiodische und quasiperiodische Störungen,
2. bezüglich der Form abgerundete und spitze Form,
3. bezüglich der Richtung des Stroms + oder — Störungen. Dabei wird eine Störung als + gerechnet, wenn sie die mit dem oberen Teil der Antenne verbundene Belegung des Antennen-Kondensators positiv auflädt. Bei quasiperiodischen Störungen wird als maßgebend betrachtet die höchste Spitze bzw. der höchste Scheitel der Kurve und nicht etwa die algebraische Summe der Ladung während der ganzen Störung. Nach diesen Festsetzungen stellt also das Bild Fig. 2a[2]) eine abgerundete, + aperiodische, Fig. 2b eine zugespitzte, — aperiodische, Fig. 2c eine abgerundete.

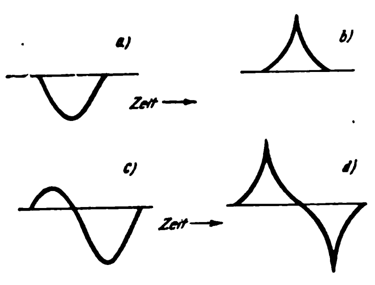


Fig. 2.

+ quasiperiodische und Fig. 2d eine zugespitzte, ± quasiperiodische Störung dar.

Die Statistik der untersuchten Störungen zeigte, daß aperiodische Störungen ungefähr 3 mal so häufig waren, als quasiperiodische; positive Entladungen 1½ mal zahlreicher als negative. Im Mittel haben die quasiperiodischen eine maximale Feldstärke von 0,156 Volt/m, die aperiodischen von 0,075 Volt/m. Die negativen Entladungen der beiden Typen sind um 20—30% stärker als die positiven. Die Zeitdauer war bei quasiperiodischen Störungen im Mittel 0,003125 Sek., 30% mehr als die mittlere Zeitdauer der aperiodischen. Der Form nach waren am häufigsten (14% der gesamten Störung) die abgerundete, vollkommen symmetrische aperiodische Störung (Fig. 2a). Die häufigste quasiperiodische Form (7½% der gesamten Störungen) bestand aus einer gespitzten positiven und einer abgerundeten, negativen Hälfte.

Außer den beschriebenen Formen waren besonders bei Nacht in den Tropen häufige Riffelungen in den Kurven zu beobachten, die einer Periode von der Größenordnung von 10^{-4} Sek. entsprachen.

III. Dieser Teil enthält hauptsächlich eine Diskussion der Messungen, die nicht nur in England (Cambridge und Aldershot), sondern auch in Ägypten (Helwan und Chartum) gemacht wurden. Dabei wurde nicht nur die im vorhergehenden beschriebene Methode angewandt, sondern es wurde auch die gesamte Elektrizitätsmenge, die bei Gewittern von der Antenne zum Boden floß, mit einem Kapillar-Elektrometer und einem Saitengalvanometer gemessen. Die Aufnahmen von dem zeitlichen Verlauf der Feldstärke, die durch Entladungen bei Gewittern hervorgerufen wurde, waren von genau demselben Charakter, wie die früher untersuchten atmosphärischen Störungen. Die Aufnahmen bestätigen also die allgemeine Annahme, daß Gewitter unter Umständen in sehr großen Entfernungen (bis 3000 km und darüber) zu den Hauptursachen der atmosphärischen Störungen gehören. Daraus folgt dann, daß das Studium des zeitlichen Verlaufs der atmosphärischen Störungen gleichzeitig auch Aufschluß über den zeitlichen Verlauf der Entladungen von Gewitterwolken gibt. Solche Entladungen waren früher von C. T. R. Wilson untersucht worden. Er hatte aber für die Richtung der Entladung im allgemeinen das entgegengesetzte Vorzeichen gefunden, wie die Verfasser. Diese haben deshalb in ihrer Arbeit theoretisch das elektrische Feld einer Wolkenentladung unter zwei Voraussetzungen untersucht:

1. daß die Wolke eine Ladung eines bestimmten Vorzeichens, z. B. positive besitzt und diese gegen die Erde entlädt,
2. daß die Wolke „bipolar“ ist, d. h. an der Ober- und Unterseite verschiedene Ladung, z. B. an der Oberseite positive, an der Unterseite negative enthält.

In diesem Fall sind dann nicht nur Entladungen zwischen der Unterseite der Wolke und Erde, sondern zwischen der

[2]) In den Bildern der Verfasser ist die positive Richtung immer nach unten aufgetragen.

Ober- und Unterseite möglich. In beiden Fällen ist das Feld der Entladung ganz verschieden, je nach der Entfernung von der Wolke, je nachdem also das statische oder das Induktions- oder das Strahlungsfeld maßgebend ist. Daraus erklären sich zweifellos manche Unterschiede zwischen den Beobachtungen der Verfasser und Wilsons, da letzterer im allgemeinen nur verhältnismäßig nahe Gewitter beobachtet hat, während die Untersuchungen der Verfasser sich auf atmosphärische Störungen bezogen, die nur von Gewittern in sehr großer Entfernung herrühren konnten. Die Verfasser finden aber, daß eine befriedigende Übereinstimmung zwischen den Resultaten von Wilson und den ihrigen nur zu erzielen ist, wenn man die Gewitterwolken als bipolar geladen annimmt, eine Annahme, für die auch andere Gründe sprechen. J. Zenneck.

E. V. Appleton und **M. A. F. Barnett.** Drahtlose Interferenzerscheinungen zwischen den Boden- und Luftwellen. (On wireless interference phenomena between ground waves and waves deviated by the upper atmosphere.) Proc. Royal Soc. **113,** 450—458, 1926.

Die Methode, um Interferenzerscheinungen zwischen der Boden- und Luftwelle desselben Senders zu bekommen, besteht (vgl. die frühere Arbeit derselben Verfasser, ref. ds. Jahrb. **27,** 25, 1926) darin, daß die Wellenlänge des Senders kontinuierlich geändert und die Empfangsintensität oszillographisch aufgenommen wird. Wenn dann im Empfänger zwei Wellen (Luft- und Bodenwelle) zusammentreffen, die vom Sender Wege verschiedener Länge zurückgelegt und demnach einen Gangunterschied haben, so müssen bei einer kontinuierlichen Änderung der Welle des Senders abwechselnd Maxima und Minima auftreten. Damit Änderungen im Zustand der Atmosphäre, die den Weg der Luftwelle ändern könnten, den gesuchten Effekt nicht fälschen, haben die Verfasser denselben Kunstgriff angewandt, wie R. Bown, D. K. Martin und R. K. Potter (vgl. Ref. ds. Jahrb. **28,** 97, 1926), d. h. die kontinuierliche Änderung der Wellenlänge des Senders in wenigen Sekunden vorgenommen. Je kürzer diese Zeit ist, um so weniger ist eine merkliche Änderung des Zustandes der Atmosphäre während derselben wahrscheinlich.

Die Untersuchungen wurden in derselben Empfangsstation (Dogsthorpe, Peterborough) aber mit zwei Sendern gemacht, dem Rundfunksender in Bournemouth und dem Sender des National Physical Laboratory in Teddington bei London. Die benützten Wellenlängen lagen zwischen 360 und 400 m. Die Wellenlängen mußten in jedem einzelnen Versuch so gewählt werden, daß man nicht Störungen durch Rundfunktstationen bekam, in deren Wellenlängenbereich sich ja die Versuche bewegten. Die Registrierung der Zeichen geschah mit einem Einthovenschen Saitengalvanometer.

Die Beobachtungen konnten erst nach Mitternacht begonnen werden, wenn die Rundfunkstationen ihr tägliches Programm abgewickelt hatten, und wurden dann bis Sonnenaufgang ausgedehnt. Im ganzen wurden etwa 400 Aufnahmen gemacht. Die Versuche wurden in der Weise angestellt, daß der Sender zuerst 5 Sekunden lang den Anfang seiner Wellenskala gab, dann in weiteren 5 Sekunden die Wellenlängenskala (meist 5 oder 10 m) durchlief und dann wieder 5 Sekunden lang mit dem Ende seiner Wellenlängenskala sandte. Als Beispiele solcher Aufnahme seien folgende wiedergegeben, die sich alle auf den Sender in Teddington beziehen und bei denen die Wellenlänge allmählich um 10 m geändert wurde:

Fig. 1: 1^{18} V., mittlere Wellenlänge 380 m, Empfänger von geringer Resonanzschärfe,

Fig. 2: 3^{42} V., mittlere Wellenlänge 360 m, Empfänger hier wie in folgenden Aufnahmen von größerer Resonanzschärfe,

Fig. 3: 3^{51} V., mittlere Wellenlänge 380 m,

Fig. 4: 4^{47} V., mittlere Wellenlänge 380 m,

Fig. 5: 5^{12} V., mittlere Wellenlänge 380 m.

Die Pfeile in den Figuren bedeuten den Anfang und das Ende der Zeit, in der die Wellenlänge geändert wurde. In Fig. 1 und 2 wurde die Wellenlängenskala nur in einer, in Fig. 3—5 in beiden Richtungen durchlaufen.

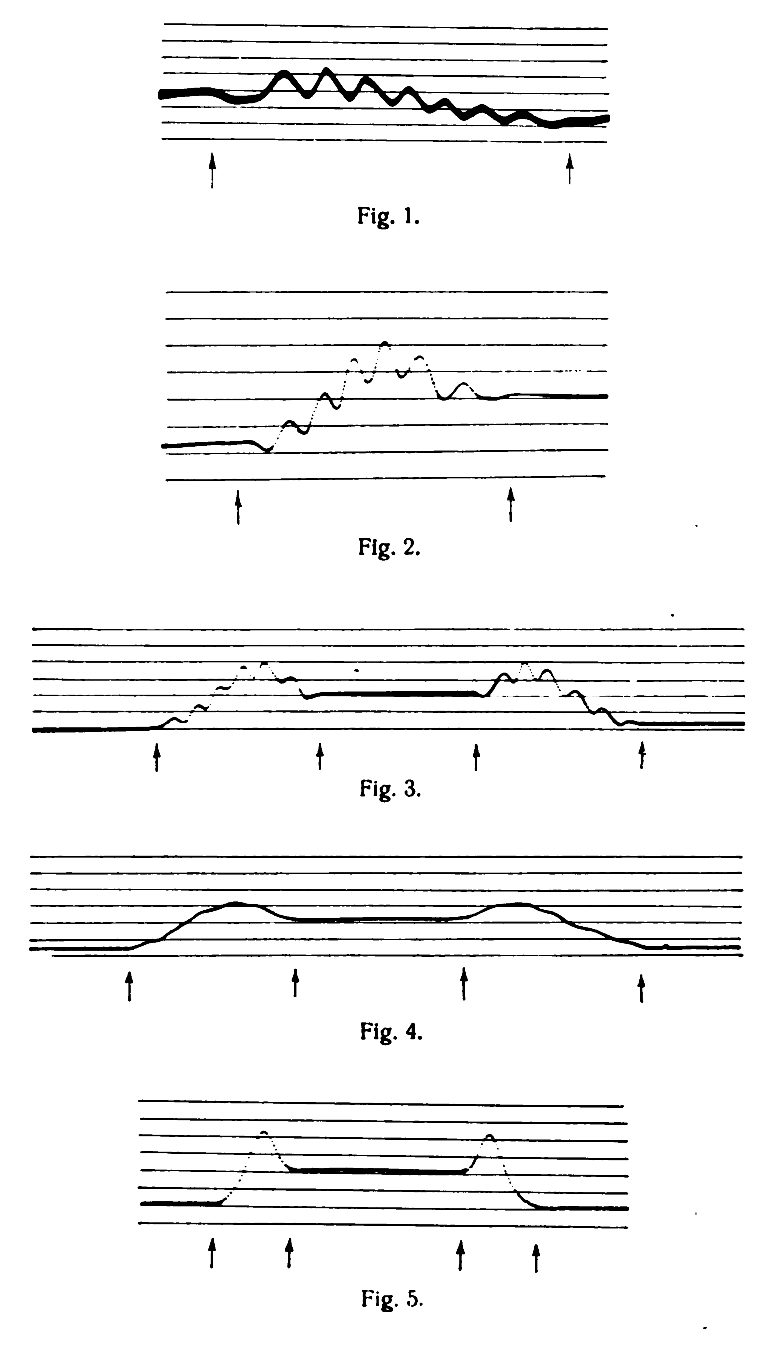


Fig. 1.

Fig. 2.

Fig. 3.

Fig. 4.

Fig. 5.

Trägt man die Anzahl der Maxima bzw. Minima, die auf eine Änderung der Wellenlänge um 1 m kommen, und ebenso die Höhe einer äquivalenten, reflektierenden

Schicht[1]), die sich daraus und aus der Bodenentfernung der beiden Stationen berechnet, in Abhängigkeit von der Nachtzeit auf, so findet man die Kurve (Fig. 6), in welcher der nach unten gerichtete Pfeil den Sonnenaufgang in einer Höhe von 100 km über den Boden, der nach oben gerichtete Pfeil dasselbe am Erdboden bezeichnet.[2])

Aus den Aufnahmen und der Kurve (Fig. 6) folgt:

1. Man erhält ganz regelmäßige Maxima und Minima, die nur als Interferenzerscheinungen zwischen einer Boden- und Luftwelle gedeutet werden können.

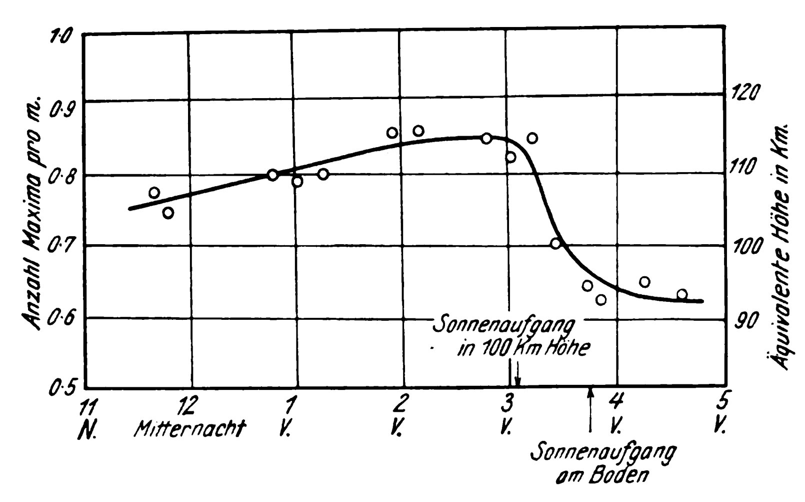


Fig. 6.

2. Die Interferenzen sind um so weniger ausgesprochen, d. h. die Intensität der Luftwelle wird um so geringer, je mehr man sich dem Morgen nähert, um schließlich gegen Tag ganz zu verschwinden.

3. Die Höhe der äquivalenten reflektierenden Schicht nimmt während der Nacht langsam zu, fällt aber etwa ½ Stunde vor Sonnenaufgang sehr rasch ab.

Außerdem zeigen die Aufnahmen — allerdings nicht die hier wiedergegebenen — bei Nacht unregelmäßige Riffelungen, die gegen Morgen verschwinden. Nach Ansicht der Verfasser entstehen die Riffelungen dadurch, daß bei Nacht die Phase der Luftwelle nicht konstant bleibt, sondern infolge von raschen Änderungen im Zustand der Atmosphäre etwas schwankt. J. Zenneck.

L. W. Austin und **I. J. Wymore.** Stärke der drahtlosen Zeichen und Temperatur. (Radio signal strength and temperature.) Proc. Inst. Radio Eng. **14,** 781—784, 1926.

Die Tatsache, daß während einer starken Kälteperiode im Januar 1924 die Zeichen bedeutend stärker waren als sonst, veranlaßte die Verfasser, den Einfluß der Temperatur auf die Stärke der Zeichen näher zu studieren. Beobachtungen, die über 2 Jahre ausgedehnt wurden, scheinen zu zeigen, daß im allgemeinen die Zeichen um so stärker werden, je niedriger die Temperatur ist. Es muß aber zweifelhaft bleiben, ob es sich dabei um einen direkten Einfluß der Temperatur handelt, da sich ja mit der Temperatur noch alle möglichen anderen atmosphärischen Bedingungen ändern. J. Zenneck.

[1]) Verlängert man einen vom Sender ausgehenden Strahl in der Richtung, in der er ausgesandt wurde, und verlängert man denselben Strahl, wenn er aus der Atmosphäre zur Erde zurückkommt nach rückwärts in der Richtung, in der er den Boden trifft, so ist die Höhe des Schnittpunktes der beiden Verlängerungen die Höhe dieser äquivalenten reflektierenden Schicht.

[2]) Leider ist die entsprechende Figur für die andere Sendestation nicht angegeben.

O. C. Roos. Vereinfachte Konstruktion von Drehkondensatoren mit einer der Frequenz oder der Wellenlänge proportionalen Skala. (Simplified S. L. F. and S. L. W. Design.) Proc. Inst. Radio Eng. **14,** 773—780, 1926.

Soll die Frequenz eines Kreises, in dem ein Drehkondensator eingeschaltet ist, proportional dem Skalenwinkel des Kondensators sein, so ist im einfachsten Fall die Polargleichung für die Begrenzung der beweglichen Platten des Kondensators $\varrho^2 \vartheta^3 = \text{konst.}$

Soll Entsprechendes für die Wellenlänge, nicht für die Frequenz des Kreises gelten, so wird die Polargleichung

$$\varrho^2/\vartheta = \text{konst.}$$

Der Verfasser bespricht die Frage, wie bei solchen Kondensatoren die minimale Kapazität des Kondensators zu berücksichtigen ist und polemisiert dabei gegen die Arbeit von H. C. Forbes, die in dsm. Jhrb. **27,** 98, 1926 referiert wurde.

Am Schluß schlägt der Verfasser Kondensatoren vor, die eine Kombination der beiden besprochenen Typen sein sollen. J. Zenneck.

A. N. Goldsmith. Störbefreiung im Rundfunkempfang. (Reduction of interference in broadcast reception). Proc. Inst. Radio Eng. **14,** 575—603, 1926.

Der Artikel von A. N. Goldsmith, der Chef-Rundfunk-Ingenieur der Radio Corporation ist, enthält zuerst allgemeine Bemerkungen über die Faktoren, die bei Störungen in Betracht kommen, über die Selektivität der verschiedenen Empfängertypen und die notwendigen Grenzen, die einer Erhöhung der Selektivität gesetzt sind. Dann berichtet er über Erfahrungen, die er und seine Gesellschaft machten, als die 50-kW-Rundfunkstation in Bound Brook, nicht weit von New-York, eröffnet wurde und als sich nun eine große Menge von Rundfunkteilnehmern über Störungen durch diese Station beschwerten. Die Radio-Corporation, der viel daran lag, alle Schwierigkeiten, die solchen Rundfunk-Großstationen in den Weg gelegt werden konnten, wegzuräumen, hat dann ein besonderes Störbefreiungscorps mit einem Radioingenieur an der Spitze und 16 Assistenten eingerichtet. Diese hatten zu jedem Rundfunkteilnehmer, der sich beklagt hatte, zu gehen, um kostenlos seinen Empfänger an die durch die neue Station geschaffenen Bedingungen anzupassen und ihn von der Störung zu befreien. Ueber die Erfahrung dieses Hilfsdienstes ist in der Arbeit ausführlich berichtet. — Ich empfehle den hübsch geschriebenen Artikel allen denen, die mit der Praxis des Rundfunks zu tun haben. J. Zenneck.

Patentschau.

Von Carl Lübben.

Unterdrückung von Störschwingungen.

D.R.P. 440545, Klasse 21 a[4], Gruppe 1 (Lorenz, Pungs), pat. vom 13. Juni 1925, ausgegeben am 11. Februar 1927.

Bei Maschinensendern mit Frequenzwandlern machen sich besonders störend Oberwellen bemerkbar. Diese Störwellen sollen erfindungsgemäß dadurch beseitigt werden, daß die Störschwingungen dem Kreis, in dem sie auftreten, zum Teil entzogen werden und nach Verstärkung gegenphasig an geeigneter Stelle den Störschwingungen überlagert werden, so daß eine Kompensation eintritt. In der

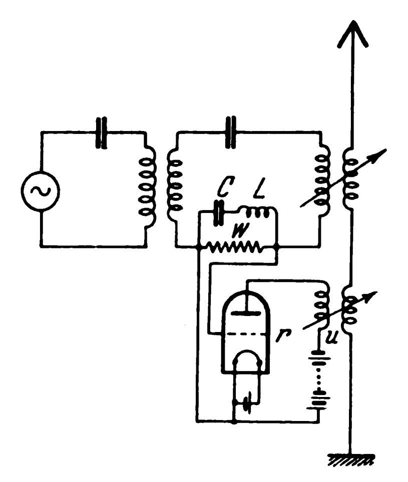


Fig. 1.

Fig. 1 werden die Störschwingungen z. B. am Widerstand w abgenommen und auf das Gitter der Röhre r aufgedrückt. Der Widerstand w ist durch den Zweig CL überbrückt, der auf Spannungsresonanz für die Grundwelle abgestimmt ist, so daß die Spannung der Grundfrequenz am Widerstand w sehr klein ist. Die durch die Röhre r verstärkten Störschwingungen werden durch den Übertrager u dem Nutzkreis gegenphasig zu den Störschwingungen in der richtigen Stärke überlagert.

Röhrensender mit mehreren Entladungsstrecken.

D.R.P. 440889, Klasse 21 a[4], Gruppe 8 (Huth, Rosenbaum), pat. vom 21. Januar 1921, ausgegeben am 21. Februar 1927.

Zur Schwingungserzeugung sollen Röhren benutzt werden, die mehrere Entladungsstrecken besitzen. Eine derartige Anordnung mit zwei Entladungsstrecken ist z. B.

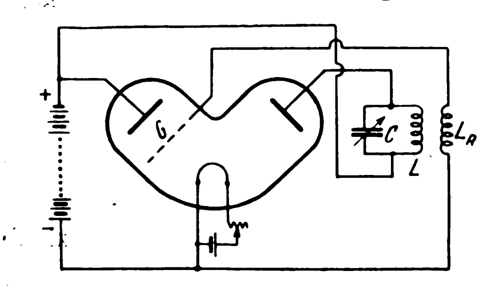


Fig. 2.

in Fig. 2 dargestellt. Die eine Entladungsstrecke ist mit dem Schwingungskreis CL verbunden, während die andere Entladungsstrecke ein Steuergitter G enthält. Die Schwingungen werden dadurch aufrecht erhalten, daß der Gitterkreis der einen Entladungsstrecke durch die Spule L_R mit dem Anodenkreis der zweiten Strecke gekoppelt ist.

Selbsttätige Regelung der Gittervorspannung.

Brit. Pat. 262820 (Marconi, 12. Dezember 1925), veröffentlicht am 9. Februar 1927.

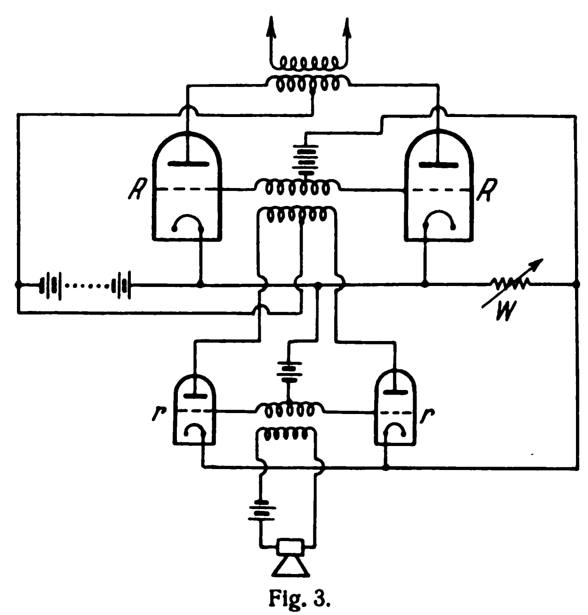


Fig. 3.

Im Gitterkreis der Röhren r (Fig. 3) ist ein Widerstand W eingeschaltet, in dem durch den Gitterstrom der Röhren R ein Spannungsabfall entsteht, der die Gitterspannung der folgenden Verstärkerstufe beeinflußt.

Sender konstanter Frequenz.

Amer. Pat. 1606791 (Horton, 18. Juli 1924), pat. 16. November 1926.

Zur Konstanthaltung der Frequenz bei Röhrensendern wird die Rückkopplungsenergie der Ausgangsröhre entnommen und einer Vorröhre zugeführt und zwar über Wellenfilter oder über einen Kreis, der einen Piezokristall

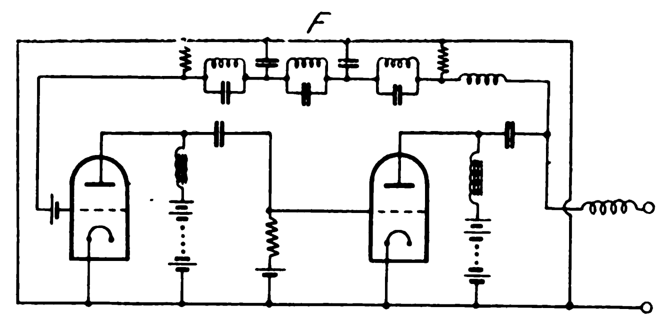


Fig. 4.

enthält. Fig. 4 zeigt eine Anordnung, bei der die Rückkopplungsenergie von der zweiten Röhre über ein Wellenfilter F der ersten Röhre zugeleitet wird, während bei der

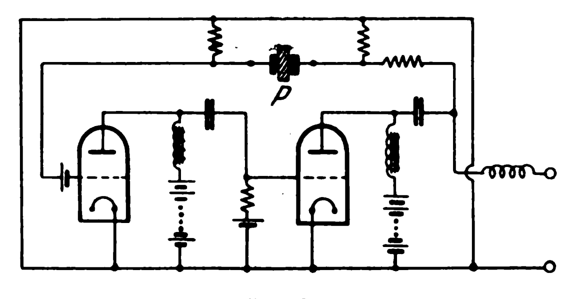


Fig. 5.

Fig. 5 ein Piezokristall P in diesen Kreis eingeschaltet ist.

Fremdgesteuerter Röhrensender.

Brit. Pat. 263 803 (Lorenz, 24. Dezember 1925), veröffentlicht am 23. Februar 1927.

Um die Rückwirkung zwischen Energieröhre und Steuersender bei fremdgesteuerten Sendern zu vermeiden, werden

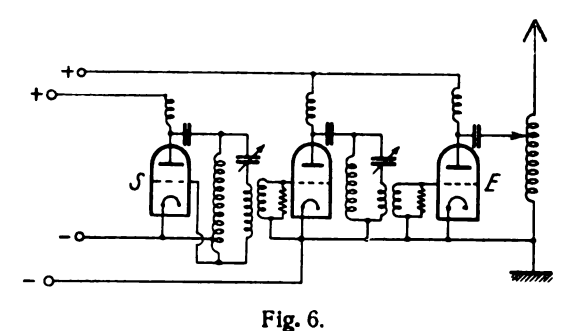


Fig. 6.

ein oder mehrere Verstärker zwischen Steuersender *S* und Energieröhre *E* eingeschaltet. Eine derartige Anordnung zeigt die Fig. 6.

Beseitigung der Rückwirkungen bei fremdgesteuerten Röhrensendern.

D.R.P. 440 546, Klasse 21 a^4, Gruppe 9 (Huth), pat. vom 18. August 1925, ausgegeben am 11. Februar 1927.

Bei fremdgesteuerten Röhrensendern können störende Rückwirkungen der Senderöhre auf die Steuerröhre eintreten. Diese Rückwirkungen entstehen dadurch, daß die verschiedenen Kreise auf die gleiche Frequenz abgestimmt sind. Erfindungsgemäß werden die Störungen dadurch beseitigt, daß der Eingangskreis der Senderöhre gegenüber der Betriebsfrequenz bzw. dem Ausgangskreis der Senderöhre verstimmt ist. Um nicht zu große Übertragungsverluste zu erleiden, wird man vorteilhafter Weise die Frequenz des Eingangskreises der Senderöhre als Harmonische der Betriebsfrequenz wählen.

Fading-Beseitigung.

Brit. Pat. 262 152 (Brit. Thomson Houston Co., 30. November 1925), veröffentlicht am 26. Januar 1927.

Um den Fading-Effekt zu beseitigen, sollen die ausgestrahlten Wellen periodischen Änderungen unterworfen werden. Es wird vorgeschlagen, entweder die Frequenz (z. B. mittels eines rotierenden Abstimmkondensators) oder die Polarisationsebene periodisch zu ändern. Dazu kann

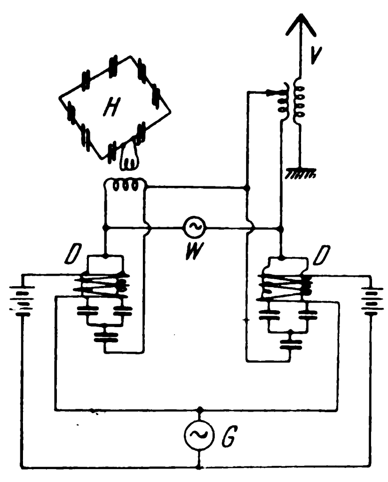


Fig. 7.

die in Fig. 7 wiedergegebene Einrichtung verwendet werden. Der Hochfrequenzgenerator *G* ist über zwei Kreise mit einer Vertikalantenne *V* und mit einer horizontalen Rahmenantenne *H* gekoppelt. In den Kopplungskreisen liegen vormagnetisierte Eisendrosseln *D*, deren Vormagnetisierungen durch eine Wechselstromquelle *W* gespeist werden, so daß abwechselnd die eine und die andere Antenne mit Hochfrequenzenergie gespeist wird.

Steuerung von Sendern mit Frequenztransformatoren.

D.R.P. 439 938, Klasse 21 a^4, Gruppe 14 (Lorenz, Gerth), pat. vom 6. Mai 1922, ausgegeben am 26. Januar 1927.

Die Beeinflussung der Sendeenergie bei Sendeeinrichtungen mit Frequenzvervielfachung durch hochgesättigte Eisendrosseln soll erfindungsgemäß dadurch bewirkt werden, daß eine vormagnetisierte Beeinflussungsdrossel in

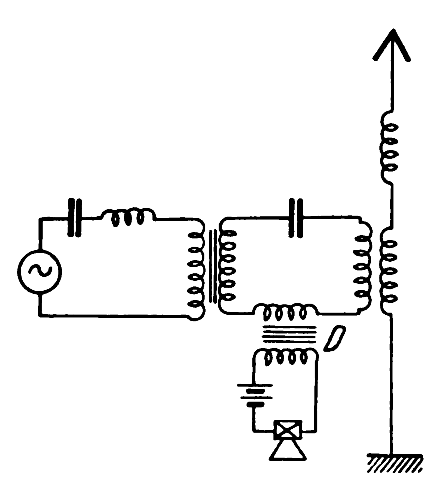


Fig. 8.

den Vervielfachungskreis eingeschaltet ist. Diese Beeinflussungsdrossel *D* kann in Serie mit den Abstimmitteln des Vervielfachungskreises (Fig. 8) oder parallel zur

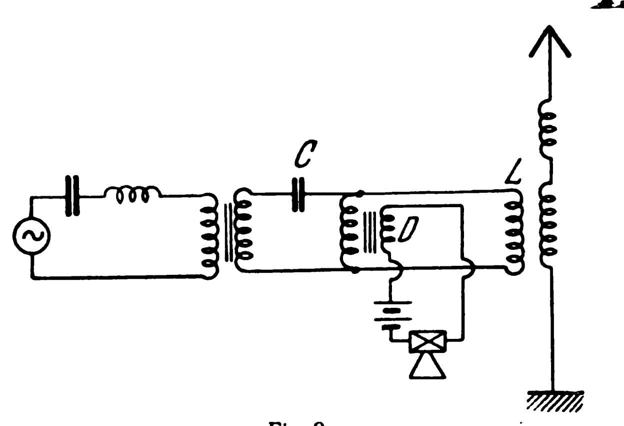


Fig. 9.

Kapazität *C* bzw. Selbstinduktion *L* liegen (Fig. 9). Wird eine Beeinflussungsdrossel verwendet, die aus zwei Eisenkernen besteht, so kann durch Gegeneinanderschaltung der Hochfrequenz- und der Gleichstromwicklungen erreicht werden, daß die Spannung doppelter Frequenz aufgehoben wird.

Modulation von Röhrensendern.

Franz. Pat. 613 288 (Mandelstam, Papalexi, 23. März 1926), veröffentlicht am 13. November 1926.

Es handelt sich um Schaltungen, die bezwecken, die Gitterhochfrequenzspannung zu beeinflussen. Zu diesem Zweck wird in den Gitterkreis vor das Gitter eine Spule eingeschaltet und die an dieser Spule durch den Gitterhochfrequenzstrom erzeugte Spannung beeinflußt. Bei der in Fig. 10 wiedergegebenen Anordnung wird die Gitter-Anodenkapazität beeinflußt, indem parallel zu dieser Strecke eine Reihenkombination aus Spule *L* und Kapazitäten C, C_1



gelegt ist und die Spule L beeinflußt wird. Der im Gitter-

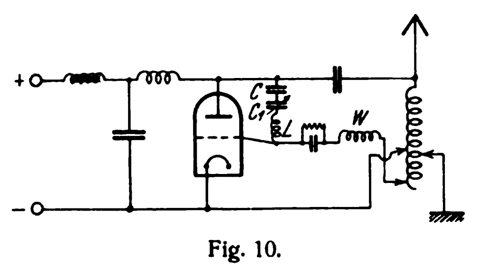


Fig. 10.

kreis eingeschaltete Widerstand W muß richtig dimensioniert sein.

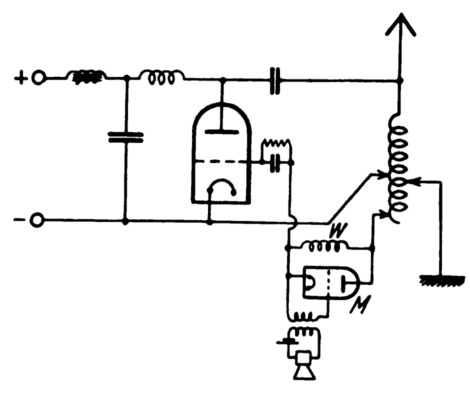


Fig. 11.

Bei der in Fig. 11 dargestellten Anordnung wird bei konstantem Gitterstrom die im Gitterkreis eingeschaltete Spule W unmittelbar durch die Modulationsröhre M beeinflußt.

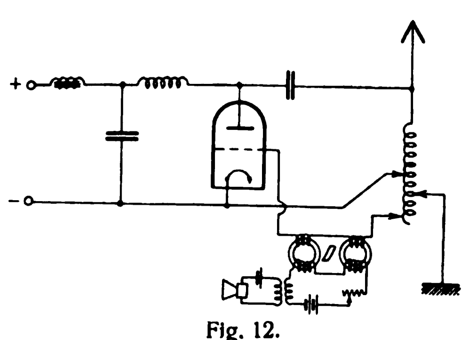


Fig. 12.

In Fig. 12 wird die Beeinflussung durch eine Steuerdrossel D bewirkt, die als Widerstand im Gitterkreis eingeschaltet ist.

Steuerung von Röhrensendern.

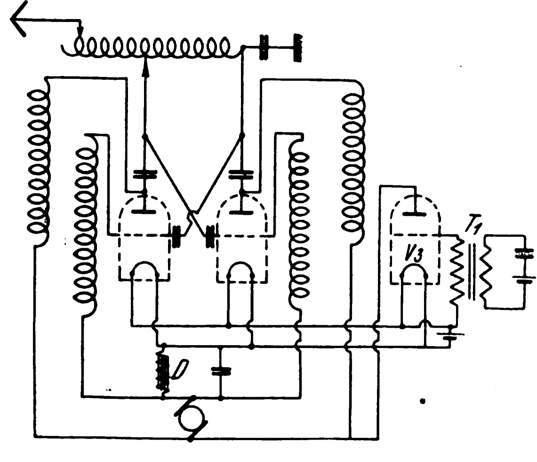


Fig. 13.

D.R.P. 439 906, Klasse 21 a⁴, Gruppe 15 (Soc. Ind. Tel. Italiane Doglio und Colle, Mailand), pat. vom 22. Juni 1921, ausgegeben am 22. Januar 1927.

Zwecks gleichzeitiger Beeinflussung der Anoden- und der Gitterspannung bei der Modulation von Röhrensendern soll erfindungsgemäß eine Beeinflussungsspule (Tastdrossel, Mikrophontransformator) so zwischen Kathode und negativem Pol der Anodenstromquelle eingeschaltet sein, daß sie sowohl im Anoden- als auch im Gitterkreis liegt. In Fig. 13 liegt z. B. die Drossel D sowohl im Gitterkreis als auch im Anodenkreis der Doppelröhren-Senderschaltung. Die Beeinflussung erfolgt dadurch, daß diese Drossel zugleich auch noch im Anodenkreis der Modulationsröhre V_3 eingeschaltet

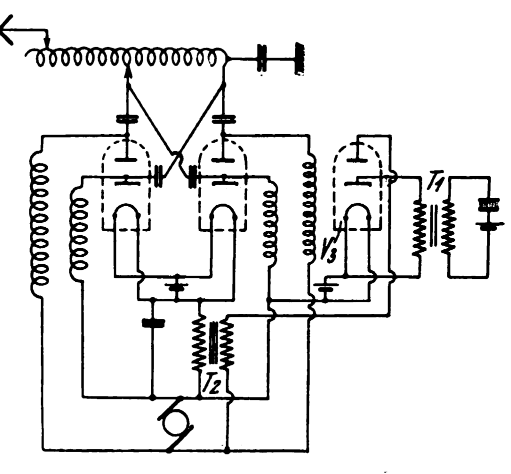


Fig. 14.

ist. In Fig. 14 liegt im Anodenkreis der Modulationsröhre V_3 ein Transformator T_2, dessen Sekundärspule im Gitter- und Anodenkreis der Senderöhren eingeschaltet ist.

Modulation von Röhrensendern.

Brit. Pat. 262 872 (Western El. Co., 21. Oktober 1925), veröffentlicht am 9. Februar 1927.

Es handelt sich um eine Kombination von Absorptionsmodulation und Beeinflussung des Anodenstromes. Die

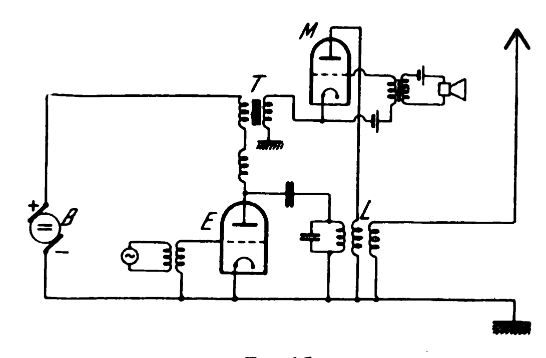


Fig. 15.

Absorptionsmodulation wird durch eine Röhre M (Fig. 15) herbeigeführt, deren Anodenkreis durch die Spule L mit dem Nutzkreis gekoppelt ist und deren Gitterkreis durch die Mikrophonströme gesteuert wird. Im Anodenkreis der Modulationsröhre liegt außerdem noch ein Transformator T, dessen Sekundärspule im Anodenkreis der Energieröhre E in Reihe mit der Anodenstromquelle B liegt, so daß auch die Anodenspannung der Energieröhre durch die Mikrophonströme beeinflußt werden.

Drosselsteuerung von fremdgesteuerten Röhrensendern.

Brit. Pat. 262 825 (Lorenz, 14. Dezember 1925), veröffentlicht am 9. Februar 1927.

Erfindungsgemäß soll die Steuerdrossel *M* (Fig. 16) bei einem fremdgesteuerten Röhrensender im Schwingungs-

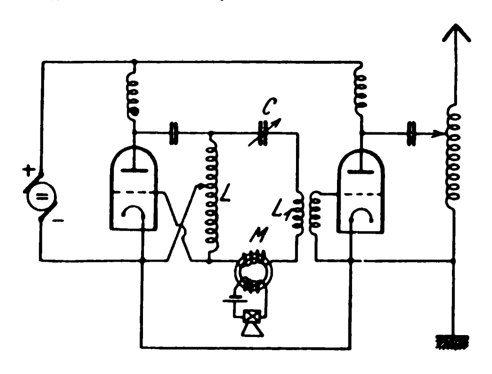


Fig. 16.

kreis *C*, *L*, L_1 des Steuersenders oder in einem Kreis liegen, der zwischen Steuersender und Hauptröhre eingeschaltet ist.

Tastanordnung mit konstanter Belastung.

D.R.P. 440 578, Klasse $21\,a^4$, Gruppe 16 (Telefunken), pat. vom 22. Oktober 1924, ausgegeben am 8. Februar 1927.

Um Belastungsschwankungen beim Tasten und die dadurch bewirkte Inkonstanz der Frequenz zu vermeiden, soll erfindungsgemäß beim Öffnen der Taste ein Belastungswiderstand eingeschaltet werden, so daß der Sender

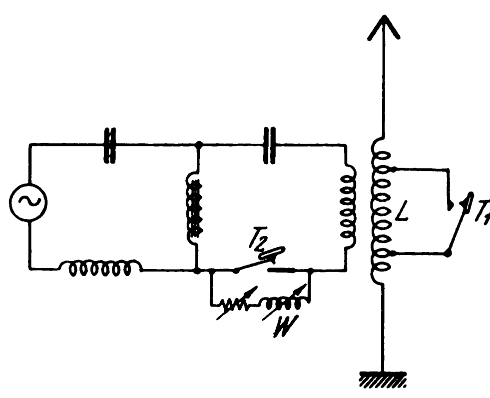


Fig. 17.

konstant belastet bleibt. Bei der in Fig. 17 dargestellten Anordnung erfolgt z. B. das Tasten durch Kurzschließen eines Teiles der Selbstinduktion *L* der Antenne. Mit der dazu benutzten Taste T_1 wird zwangsläufig eine zweite Taste T_2 betätigt, die in den Zwischenkreis die Widerstandskombination *W* einschaltet.

Antenne mit elliptischem Reflektor.

Brit. Pat. 256 786 (Galetti, 19. August 1925), veröffentlicht am 19. August 1926.

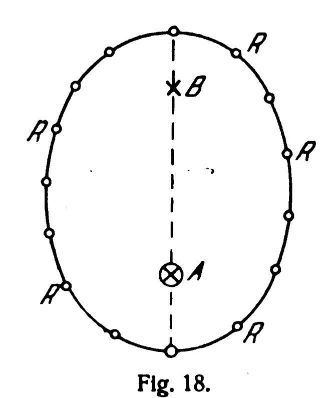


Fig. 18.

Die Antenne (Dipol) (*A*) (Fig. 18) befindet sich in der Brennlinie einer elliptischen Fläche, auf der Reflektordrähte *R* angeordnet sind. Die große Achse der Ellipse soll gleich der halben Wellenlänge oder ein Vielfaches derselben sein, während die Reflektordrähte auf ein Viertel der Wellenlänge oder ein Vielfaches davon abgestimmt sind. Im zweiten Brennpunkt kann eine zweite Antenne angeordnet sein, die mit 180 Grad Phasendifferenz erregt wird. Die Wellenausbreitung soll parallel zu den Achsen der Reflektordrähte erfolgen. Durch einen Reflektor senkrecht zu den Brennlinien kann eine einseitige Ausstrahlung doppelter Stärke erzielt werden.

Eine einseitige Strahlung soll auch durch eine konusbzw. kugelförmige Anordnung der Reflektordrähte erzielt werden können.

Richtantennensystem.

Brit. Pat. 263 752 (Yagi, Japan, 29. Dezember 1925), veröffentlicht am 23. Februar 1927.

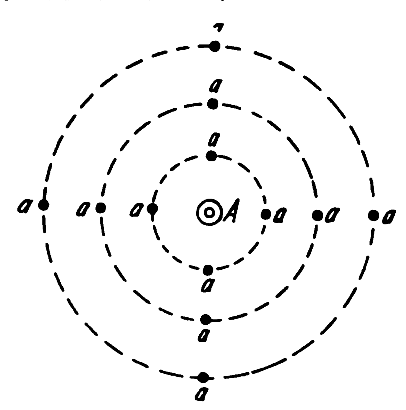


Fig. 19.

Um eine unmittelbar erregte Antenne *A* (Fig. 19) als Zentrum sind konzentrisch Leiter *a* angeordnet, so daß eine Strahlung nach bestimmter oder sich stetig verändernder Richtung erzielt werden kann. Die Reflektordrähte bestehen aus zwei verschieden langen Teilen, die verbunden oder getrennt benutzt werden können. Wenn die Teile verbunden sind, ist die effektive Höhe der Reflektordrähte größer als die halbe Wellenlänge, während bei Trennung die längeren Drähte eine effektive Länge besitzen, die etwas kleiner ist als die halbe Wellenlänge. In beiden Fällen ergeben sich verschiedene Richtungscharakteristiken.

Richtantennensystem.

Brit. Pat. 263 753 (Yagi, Japan, 29. Dezember 1925), veröffentlicht am 23. Februar 1927.

Vor und hinter einer unmittelbar erregten Antenne *A*

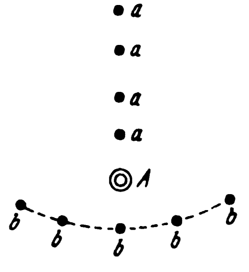


Fig. 20.

(Fig. 20) sind Reflektordrähte *a*, *b* angeordnet. Die auf der einen Seite als Reflektor angeordneten Drähte *b* haben eine effektive Höhe gleich oder etwas größer als die halbe Wellenlänge, während die Drähte *a* auf der anderen Seite etwas kürzer als die halbe Wellenlänge sind.

Richtempfang mehrfach modulierter Wellen.

D.R.P. 439 413, Klasse $21a^4$, Gruppe 46 (Radio Corp. of America), pat. vom 13. Oktober 1925, Unionspriorität vom 19. Juni 1925, ausgegeben am 17. Januar 1927.



Zum Empfang mehrfach modulierter Wellen, insbesondere für kurze Wellen, wird die ankommende Hochfrequenz an verschiedenen Punkten mit getrennten Emfpangsanlagen E (Fig. 21) empfangen und die Zwischenfrequenzwellen

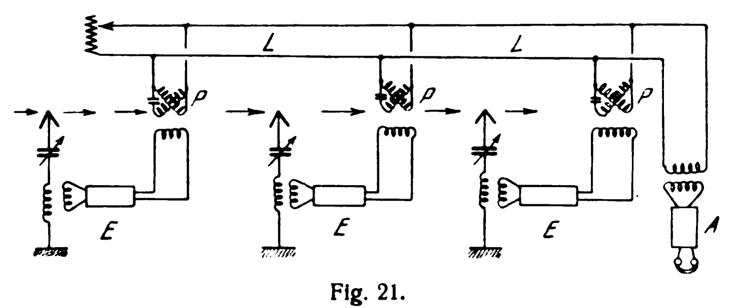


Fig. 21.

phasenrichtig auf eine gemeinsame Übertragerleitung L übergeführt. Die Übertragung erfolgt dabei zweckmäßig durch Phasenregler P. Von der Übertragerleitung wird die Zwischenfrequenz einem Empfänger A zugeführt, in dem nach Gleichrichtung die Niederfrequenz wahrnehmbar gemacht wird.

Hochfrequenz-Telephonie längs Leitungen.

D.R.P. 439 913, Klasse 21 a⁴, Gruppe 59 (Telefunken), pat. vom 6. November 1924, ausgegeben am 19. Januar 1927.

An die Hochspannungsleitung sind gewöhnlich Empfänger

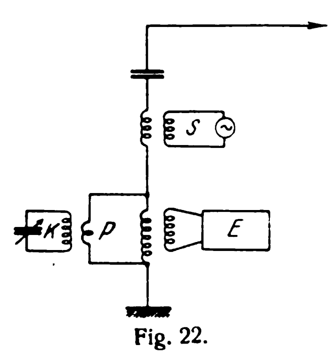


Fig. 22.

E und Sender S (Fig. 22) an einem gemeinsamen Zweig angekoppelt. Dem Empfänger schaltet man dann gewöhnlich einen Stromweg parallel, der die Sendefrequenz durchläßt, die Empfangsfrequenz absperrt. Erfindungsgemäß wird als Parallelkreis eine Spule P mit wenig Windungen benutzt, mit der ein abgestimmter Kreis K gekoppelt ist. Der Kreis K ist auf die Empfangsfrequenz abgestimmt.

Speisung von Dreiphasennetzen mit Hochfrequenz zur Signalübermittlung.

D.R.P. 439 471, Klasse 21 a⁴, Gruppe 59 (Lorenz, Pungs), pat. vom 21. April 1925, ausgegeben am 11. Januar 1927.

Bei Verwendung von Leitungsnetzen zur Hochfrequenzsignalübertragung speist man entweder das Netz einseitig und benutzt die Erde als Rückleitung oder man benutzt von drei Leitungen nur zwei, eine als Hin- die andere als Rückleitung. Beide Verfahren besitzen Nachteile. Erfindungsgemäß wird Zweiphasen-Hochfrequenz erzeugt und dann derartig auf das Netz verteilt, daß zwei Leitungen Ströme führen, die um 90 Grad verschoben sind, während die dritte Leitung als Rückleitung benutzt wird. Man kann so jederzeit zwischen je zwei beliebigen Leitern Hochfrequenz abnehmen.

Glühkathodenröhre.

D.R.P. 440 002, Klasse 21 g, Gruppe 13 (Huth), pat. vom 1. August 1919, ausgegeben am 27. Januar 1927.

Um lange Glühfäden als Kathode verwenden zu können, z. B. zum unmittelbaren Betrieb mit Netzspannung, soll erfindungsgemäß der Glühfaden zickzackförmig in einer Kegel- oder Zylinderfläche ausgespannt werden, die Anode und Gitter umgibt.

Mehrfachröhren.

Brit. Pat. 261 391 (Löwe, Berlin, 12. November 1925), veröffentlicht am 12. Januar 1927.

Beim Zusammenbau mehrerer Röhren in einer Hülle soll

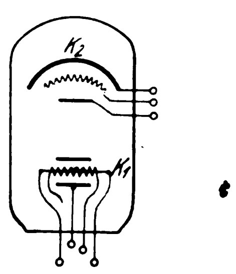


Fig. 23.

nur ein System eine Glühkathode K_1 (Fig. 23) besitzen, während die Kathode K_2 des zweiten Systems Sekundärelektronen aussendet. Die Elektronenemission des zweiten Systems kann auch, durch Photoeffekt, indirekte Heizung o. dgl. hervorgebracht werden.

Röhren mit mehreren Elektrodensystemen.

Brit. Pat. 261 915 (Gen. El. Co., 27. November 1925), veröffentlicht am 19. Januar 1927.

Für Röhren mit mehreren Elektrodensystemen wird die in Fig. 24 wiedergegebene Anordnung vorgeschlagen, bei

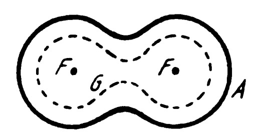


Fig. 24.

der getrennte Heizfäden F an einem Halter befestigt sind und ein geeignet geformtes Gitter (G) und Anodensystem (A) alle Heizfäden umschließt.

Kathode für Röhren.

Brit. Pat. 262 563 (Levy, 27. Oktober 1925), ausgegeben am 20. Februar 1927.

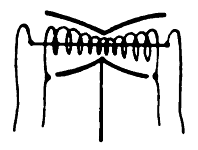
Erfindungsgemäß soll die Kathode Ruthenium enthalten bzw. mit einer Schicht bedeckt sein, die Ruthenium enthält. Es werden verschiedene Herstellungsverfahren angegeben.

Elektroden für Röhren.

Brit. Pat. 262 771 (Löwe, 10. Dezember 1925), veröffentlicht am 2. Februar 1927.

Gitterkondensator und Gitterableitungswiderstand sollen durch eine halbleitende Schicht auf einer der Elektroden der Röhre ersetzt werden. Die Schicht kann z. B. aus Wasserglas gemischt mit fein verteilten leitenden Stoffen bestehen. Die Leitfähigkeit der Schicht wird so gewählt, daß bei positiver Gittervorspannung eine gute Gleichrichterwirkung, bei negativer Gittervorspannung eine reine Verstärkung erzielt wird.

Glühkathodenröhre.


Fig. 25.

Brit. Pat. 262 806 (Schweiz. Glühlampenfabrik, 11. Dezember 1925), veröffentlicht am 9. Februar 1927.

Die zylinderförmige Anode soll erfindungsgemäß in der Mitte verengt sein, wie dies die Fig. 25 zeigt. Auch das Gitter erweitert sich nach beiden Seiten hin.

Bildtelegraphie.

Brit. Pat. 261 195 (Belin, 30. November 1925), veröffentlicht am 31. Dezember 1926.

Das Patent enthält die Bildzerlegung durch zwei bewegte Spiegel und die Verwendung der Kerrzelle (vgl. auch Brit. Pat. 209 049).

Bildfernübertragung.

D.R.P. 439 650, Klasse 21 a^1, Gruppe 32 (Kühn), pat. vom 3. August 1920, ausgegeben am 19. Januar 1927.

Um eine schnelle und von atmosphärischen Störungen unabhängige Bildübertragung zu erzielen, soll erfindungsgemäß auf die Einhaltung eines Gleichlaufes zwischen Sender und Empfänger verzichtet werden und das verzerrt aufgenommene Bild mittels einer zweiten örtlichen Übertragung auf der Empfangsseite entzerrt werden. Dies wird dadurch erreicht, daß auf dem Sendezylinder ein Kontrollpunkt liegt, der bei jeder Umdrehung den Sendestromkreis unterbricht und dadurch auf den Empfangszylinder als Punktreihe übertragen wird, die bei der zweiten örtlichen Übertragung den nach jeder Umdrehung angehaltenen Zylinder so wieder freigibt, daß alle Kontrollpunkte auf einer Geraden liegen, die zur Zylinderachse parallel liegt.

Elektrisches Lichtrelais.

D.R.P. 439 845, Klasse 21 g, Gruppe 4 (Telefunken), pat. vom 10. Januar 1926, ausgegeben am 20. Januar 1927.

Die Erfindung betrifft ein Relais zur Beeinflussung der Lichtstärke durch kleinste, von elektrischen oder magnetischen Kräften verursachte Bewegungen. Erfindungsgemäß erfolgt eine quantitative Steuerung des Lichtes dadurch, daß mit Hilfe bewegter Spiegel Gangunterschiede des Lichtes hervorgebracht werden und bei der Interferenz der Strahlen

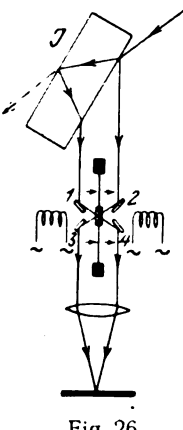


Fig. 26.

verschiedene Helligkeitswerte erzielt werden. In der Fig. 26 wird der Lichtstrahl an der Oberfläche der planparallelen Glasplatte J (Jaminsche Platte oder Interferenzfaktor) und der verspiegelten Rückwand reflektiert. Man kann nun entweder den einen Strahl in seiner Weglänge beeinflussen oder, wie dies in der Fig. 24 dargestellt ist, beide Strahlen differential steuern. Dazu sind die vier Spiegel 1, 2, 3, 4 vorgesehen, die an der elektrisch oder magnetisch bewegten Membran befestigt sind. In der

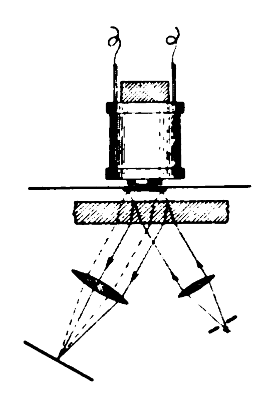


Fig. 27.

Fig. 27 wird der an der Rückwand der Platte reflektierte und der nach Durchgang an der beweglichen Membran gespiegelte Strahl verwendet.

Die neuesten deutschen Hochfrequenz-Patente

Nr.	Klasse und Gruppe	Ausgabetag	Inhalt
439 410	$21a^2$ 1	25. 1. 27	Telephonelektrische Schalldose
439 769	$21a^4$ 58	21. 1. 27	Nachrichtenübermittlung längs Leitungen
*439 845	21g 4	20. 1. 27	Elektrisches Lichtrelais
439 850	$21a^2$ 1	21. 1. 27	Telephonelektrische Schalldose
439 852	21c 59	20. 1. 27	Konstanthaltung der Umdrehungszahl von Maschinen
439 874	21g 13	21. 1. 27	Elektrodenbefestigung in Röhren
*439 906	$21a^4$ 15	22. 1. 27	Steuerung von Röhrensendern
*439 913	$21a^4$ 59	19. 1 27	Hochfrequenztelephonie längs Leitungen
*439 938	$21a^4$ 14	26. 1. 27	Steuerung bei Anlagen mit Frequenztransformatoren
*440 002	21g 13	27. 1. 27	Glühkathodenröhre
440 011	$21a^4$ 72	26. 1. 27	Schaltkasten für Empfänger
440 032	$21a^4$ 29	1. 2. 27	Automatische Rückkopplungsregelung
440 012	21g 11	27. 1. 27	Elektrolyt-Gleichrichter
440 044	21g 13	31. 1. 27	Röhren-Gleichrichter
440 174	21c 22	1. 2. 27	Mehrfachsteckdose
440 325	$21a^4$ 25	5. 2. 27	Schwebungsempfang
440 326	$21a^4$ 58	1. 2. 27	Hochfrequenztelephonie längs Leitungen
440 352	$21a^2$ 21	8. 2. 27	Kopfbügellagerung für Kopfhörer
440 506	$21a^4$ 47	11. 2. 27	Rahmenantenne
*440 545	$21a^4$ 1	11. 2. 27	Unterdrückung von Störschwingungen
*440 546	$21a^4$ 9	11. 2. 27	Fremdgesteuerter Röhrensender
*440 578	$21a^4$ 16	8. 2. 27	Tastschaltung
440 792	$21a^2$ 11	21. 2. 27	Telephonmembran
*440 889	$21a^4$ 8	21. 2. 27	Röhrensender
441 120	$21a^2$ 38	22. 2. 27	Lautsprecheranlage

Die mit * bezeichneten Patente sind in diesem Heft ausführlicher referiert.

Berichtigung.

In der Arbeit von Manfred von Ardenne: „Über Anodengleichrichtung", ds. Jahrbuch **29**, S. 82, 1927, Heft 3, muß auf S. 84 in Formel 7a statt der Klammern das Absolutzeichen und statt $\mathfrak{S}_r\ \mathfrak{S}_r$ stehen, also

$$\delta J_a = \left|\frac{\partial S}{\partial E_g}\,\frac{R_i}{\Re_a + R_i}\right|^2 \frac{\mathfrak{E}_g^2}{4} = \left|\frac{\partial \mathfrak{S}_r}{\partial E_g}\right|^2 \frac{\mathfrak{E}_g^2}{4} \quad (7a)$$

Ferner muß es auf S. 83 u. 84 statt Möllersche Formel Barkhausensche Formel heißen.



Band 29 Mai 1927 Heft 5

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie
Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

INHALT

Manuskripte für das Jahrbuch, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an die Schriftleitung Dr. E. Manz, Greifswald, Physikalisches Institut, zu senden. — Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen. — Abonnements und Inserate sind zu richten an die Verlagsbuchhandlung M. Krayn, Berlin W 10, Genthiner Straße 39, Postscheck-Konto Berlin 32647.

Gittergleichrichtung.[1]

Von Y. B. F. J. Groeneveld, Balth. v. d. Pol jr. und K. Posthumus.

Einleitung.

Bekanntlich sind die Funktionen einer Detektortriode[2]) oft dreierlei, nämlich: Hochfrequenzverstärkung (durch Widerstandsreduktion), Gleichrichterwirkung und Niederfrequenzverstärkung. In den folgenden Betrachtungen werden wir uns aber ausschließlich mit der Gleichrichterwirkung selbst mittels Gitterkondensator und Ableitungswiderstand der sog. Gittergleichrichtung beschäftigen.

Fig. 1 gibt die übliche Schaltung wieder, wo C den Gitterkondensator mit Gitterwiderstand R, und E_b die

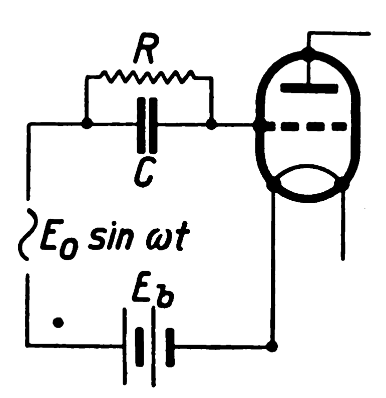


Fig. 1.

Gittervorspannung vorstellt, während im Gitterkreise eine hochfrequente $E. M. K.$ $E_0 \sin \omega t$ wirkt.

Hierbei ist angenommen, daß die Hochfrequenz s p a n n u n g auf dem Gleichrichtersystem gegeben ist. Dies stimmt überein mit der Annahme, daß die Belastung, welche vom Gleichrichter herrührt, klein ist in Vergleichung mit den Verlusten, welche schon in den Hochfrequenzkreisen auftreten.

In der im folgenden beschriebenen Untersuchung beschränken wir uns vorläufig auf die Gleichrichtung eines unmodulierten Signales. Unter dem Einfluß dieses Signales wird sich das Mittelpotential des Gitters bezüglich des Glühfadens ändern. — Diese Potentialänderung (die Gleichrichterwirkung) wird ausschließlich durch die Konstanten des Gitterkreises und durch den Verlauf des Gitterstromes i_g als Funktion der Gitterspannung V_g beherrscht. Die Anodenspannung V_a ist nur insofern von Bedeutung als der Gitterstrom von ihr abhängig ist. Aus Messungen hat sich ergeben, daß diese Abhängigkeit in dem für die Gittergleichrichtung wichtigen Gebiete unter normalen Umständen mit genügender Annäherung vernachlässigt werden kann, d. h. daß $\frac{\partial i_g}{\partial V_a} = 0$ angenommen werden kann. Die Wechselwirkung zwischen Anode und Gitter (Verstärkungskoeffizient g und Anodensteilheit S) kann weiter unberücksichtigt bleiben, da wir uns ausschließlich auf die Gleichrichterwirkung beschränken.

Für die Anpassung der Detektortriode z. B. an den darauf folgenden Transformator sind jedoch die Größen g und S von Bedeutung.

Das Schaltungsschema von Fig. 1 wird jetzt mit dem von Fig. 2 äquivalent, wodurch wir auf das gewöhnliche Gleichrichterproblem zurückgekommen sind.

[1]) Früher erschienen in holländischer Sprache in „Tijdschrift van het Nederlandsch Radiogenootschap" Band III, S. 61—89. 1926.

[2]) Triode bezeichnet eine Eingitterröhre, also mit 3 Elektroden.

Hier stellt ja z. B. $E_0 \sin \omega t$ die Sekundärspannung eines Transformators vor. Diese Wechselspannung wird gleichgerichtet durch die Diode,[3]) während R den Verbrauchs-

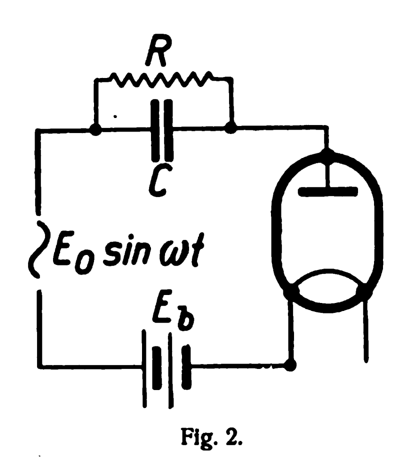


Fig. 2.

widerstand vorstellt, zu welchem ein Ausgleichskondensator in Nebenschluß liegt.

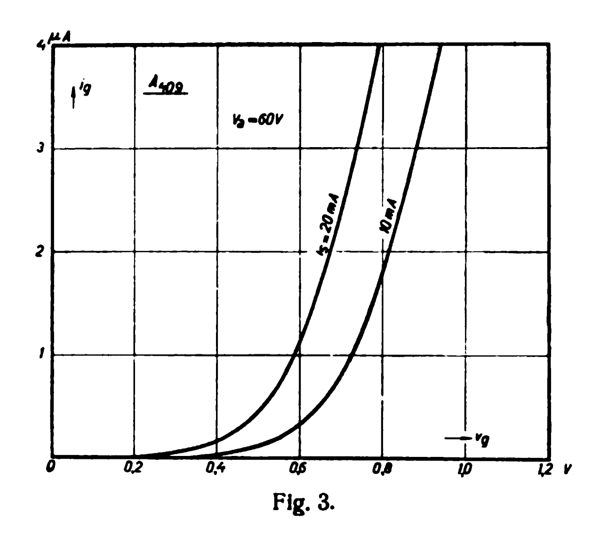


Fig. 3.

Kehren wir zu Fig. 1 zurück, so zeigt es sich, daß die Gittergleichrichtung gänzlich durch die i_g-V_g-Charakteristik bestimmt wird, welche wir jetzt näher betrachten.

In Fig. 3 ist der Verlauf der Funktion $i_g = f(V_g)$ für eine A 409-Triode bei einer Anodenspannung von $V_a = 60$ Volt dargestellt, und zwar einmal für einen Sättigungsstrom $i_s = 20$ mA und das andere Mal für $i_s = 10$ mA.

Deutlich ergibt sich aus diesen Kurven, daß eine Änderung des Sättigungsstromes die Kurve parallel verschiebt, was der Verlängerung des emittierenden, heißen Teils des Glühfadens zuzuschreiben ist.

Diese i_g-V_g-Kurven werden analytisch am besten durch die Formel

$$i_g = i_{go} \cdot e^{\frac{V_g - V_{go}}{V_T}} \qquad (1)$$

wiedergegeben.

Hierin sind i_{go} und V_{go} Konstanten, die voneinander abhängig sind, während V_T die Spannungszunahme bezeichnet, die erforderlich ist, um den Strom auf den e-fachen Betrag zu erhöhen.

[3]) Diode bezeichnet eine Ventilröhre ohne Gitter, also mit zwei Elektroden.

In Fig. 4 sind die Kurven von Fig. 3 logarithmisch aufgetragen. Wir sehen, daß bis zu einem gewissen Wert des

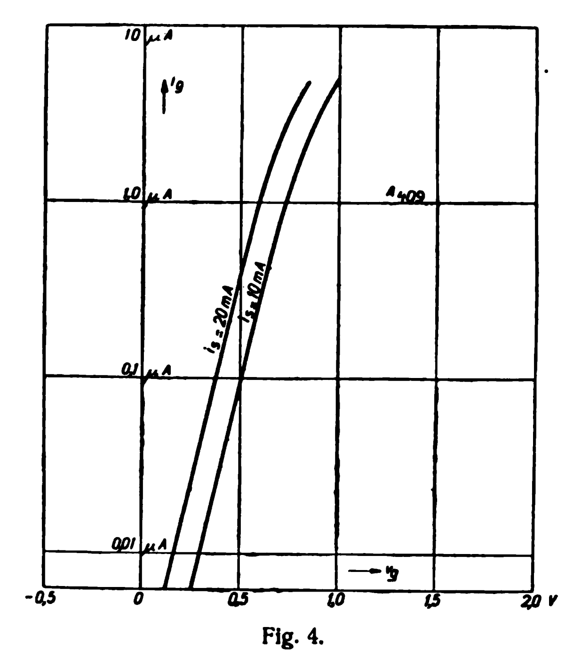


Fig. 4.

Gitterstromes diese Kurven gerade Linien sind, so daß in diesem Gebiet die Gleichung (1) genau gilt.

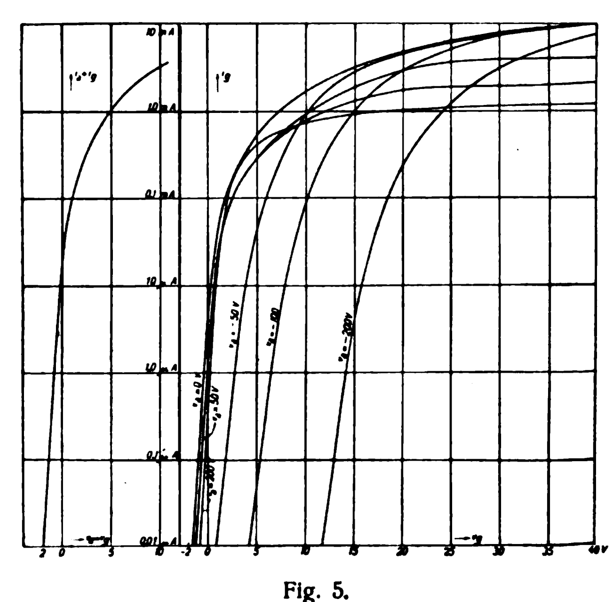


Fig. 5.

In Fig. 5 ist rechts für eine E-Triode (Wolfram)[4]) $i_g = f(V_g)$ logarithmisch aufgetragen bei verschiedenen Anodenspannungen, woraus sich ergibt, daß für V_a von 0 bis + 200 Volt der Gitterstrom in erster Annäherung von der Anodenspannung unabhängig ist, (also: $\frac{\partial i_g}{\partial V_a} = 0$).

Die Neigungen der geraden Stücke dieser Kurven sind offenbar ungefähr denen der links gezeichneten Diode-Charakteristik gleich (Anode mit Gitter verbunden):

$$i_a + i_g = f(V_a = V_g)$$

Für diese Diode-Charakteristik gilt theoretisch im (logarithmisch) geraden Teil:

a) flach: $$i = i_s\, e^{-\frac{eV}{kT}} = i_s\, e^{-\frac{V}{V_T}}$$

[4]) Vergl. die Tabelle am Schluß.



b) zylindrisch:

$$i = i_s \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{V e}{k T}}\, e^{-\frac{e V}{k T}} = 2\, i_s \sqrt{\frac{V}{\pi V_T}}\, e^{-\frac{V}{V_T}}\ ^{5)}$$

worin k = Boltzmann-Konstante,
T = absolute Temperatur,
e = Ladung des Elektrons.

Die oben schon eingeführte Spannung V_T nennen wir die Temperaturspannung und diese ist also zu berechnen aus

$$V_T = \frac{k T}{e}$$

(Hieraus folgt, daß 86 Volt 10^6 Grad Kelvin entsprechen.)

Den Messungen entnehmen wir, daß die Neigung des logarithmisch geraden Teils der Gitterstromcharakteristik tatsächlich (ebenso wie die Diodecharakteristik) durch die Temperaturspannung bestimmt wird, also nur durch die Temperatur des Glühfadens.

Zurückkommend auf die Kurven von Fig. 4 sehen wir, daß der Exponent für die beiden Gitterstromcharakteristiken bei $i_s = 10$ und 20 mA ungefähr derselbe ist, die absolute Temperatur des Glühfadens ist denn auch nicht sehr verschieden.

Durch die Änderung der effektiven Glühfadenlänge ändert sich aber V_{go} und deshalb werden die Kurven parallel verschoben.

Fig. 6 gibt noch logarithmisch aufgetragen den Verlauf des Anodenstromes bei verschiedenen Anodenspannungen als Funktion der Gitterspannung.

Auch hier kommt der Temperaturexponent im Gebiete der kleinen Anodenspannungen vor.

Der beschriebene experimentelle Verlauf der Ströme ist eine Folge der Maxwellschen Geschwindigkeitsverteilung (siehe z. B. P. S. Epstein, Zur Theorie der Raumladungserscheinungen, Verh. d. Deutschen Phys. Ges. 1919, S. 85).

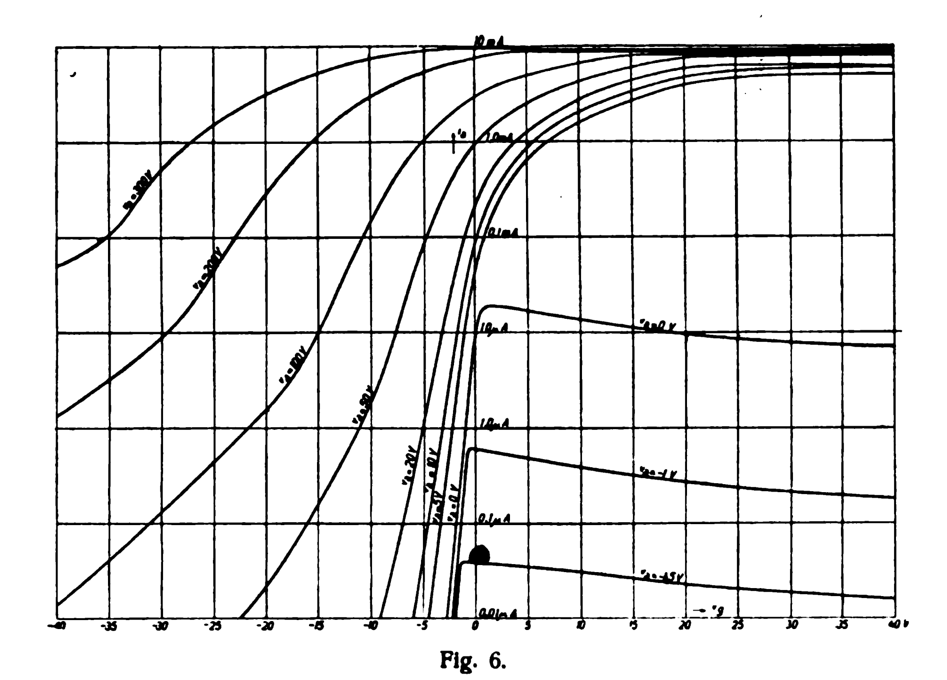


Fig. 6.

Einfluß des Kontaktpotentials und der Spannungsverteilung längs dem Glühfaden.

Das Kontaktpotential ist gleichwertig einer Batterie von entsprechender Spannung, die in Reihe mit dem Gitter geschaltet ist. Haben wir also die Gitterspannung V_g und des Kontaktpotential V_k, dann ist

$$i_g = i_{go}\, e^{\frac{V_g - V_k - V_{go}}{V_T}} \quad \text{oder} \quad i_{go}\, e^{-\frac{V_k}{V_T}}\, e^{\frac{V_g - V_o}{V_T}}.$$

Wenn das Kontaktpotential sich ändert, können wir also dieselbe Formel gebrauchen, wenn wir $i_{go}' = i_{go}\, e^{-\frac{V_k}{V_T}}$ machen.

Die obigen Formeln gelten für eine Äquipotentialkathode, wo wir von einem bestimmten Wert V_g sprechen können. Besteht nun ein Spannungsabfall längs des Glühfadens, so wird für alle Teilchen des Glühfadens die Spannung bezüglich des Gitters verschieden.

Sei die Spannung zwischen Gitter und dem Teilchen dx des Glühfadens $V_0 + f(x)$, dann ist von diesem Teilchen der Beitrag zum Gitterstrom: $a\, e^{\frac{V_0 + f(x) - V_{go}}{V_T}}\, dx$

Der Totalstrom wird jetzt:

$$a\, e^{\frac{V_0 - V_{go}}{V_T}} \int_0^l e^{\frac{f(x)}{V_T}}\, dx.$$

Nennen wir $\int_0^l e^{\frac{f(x)}{V_T}}\, dx = A$, dann ist der Totalstrom

$$i = a\, A\, e^{\frac{V_0 - V_{go}}{V_T}} = i_0\, e^{\frac{V_0 - V_{go}}{V_T}}$$

so daß auch der Spannungsverfall längs des Glühfadens nur Einfluß auf i_{go} hat und nicht auf die Neigung der logarithmischen Kurve.

[5]) Schottky, Ann. der Phys. **44**, 1011, 1914.

Wenn das Kontaktpotential nicht genau bekannt ist, können wir i_{go} bzw. V_{go} willkürlich wählen. Aus praktischen Gründen könnte man nehmen $i_{go} = 0{,}1\ \mu A$. V_{go} ist dann die Gitterspannung, bei welcher der Strom 0,1 μA ist.

Von verschiedenen Triodentypen[6]) sind in Fig. 7 die Gitterstromcharakteristiken bei $V_a = 60$ Volt logarithmisch aufgezeichnet.

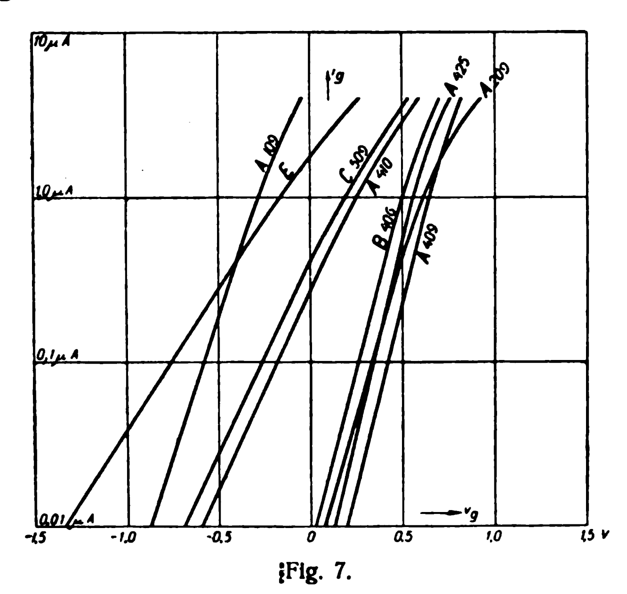


Fig. 7.

Aus dieser Figur folgt:

A 409	$V_{go} = +0.42$ Volt	$V_T = 0.1$ Volt	Oxydfäden 0.1 Volt = 1160° K.
A 209	$V_{go} = +0.33$ „	$V_T = 0.11$ „	
A 109	$V_{go} = -0.58$ „	$V_T = 0.125$ „	
A 425	$V_{go} = +0.33$ „	$V_T = 0.095$ „	
B 406	$V_{go} = +0.26$ „	$V_T = 0.1$ „	
C 509	$V_{go} = -0.27$ Volt	$V_T = 0.18$ Volt	Thorium 0.18 Volt = 2090° K.
A 410	$V_{go} = -0.18$ „	$V_T = 0.175$ „	
E	$V_{go} = -0.77$ Volt	$V_T = 0.25$ Volt	Wolfram 0.25 Volt = 2900° K.

Wir sehen, daß für Oxydfäden die Temperaturspannung V_T um 0,1 Volt schwankt. Für Thorium ist die mittlere Temperaturspannung $V_T = 0{,}18$ Volt, und für Wolfram ist sie 0,25 Volt. Die hieraus bestimmten Temperaturen $(86\ V = 10^6{}^\circ\ K)$ sind höchstens um 10% verschieden von der auf anderem Wege abgeleiteten Temperatur. Während das Kontaktpotential bei verschiedenen Trioden desselben Typus etwas abweichen kann, ist jedoch die Temperaturspannung V_T für alle Exemplare desselben Typus sehr konstant.

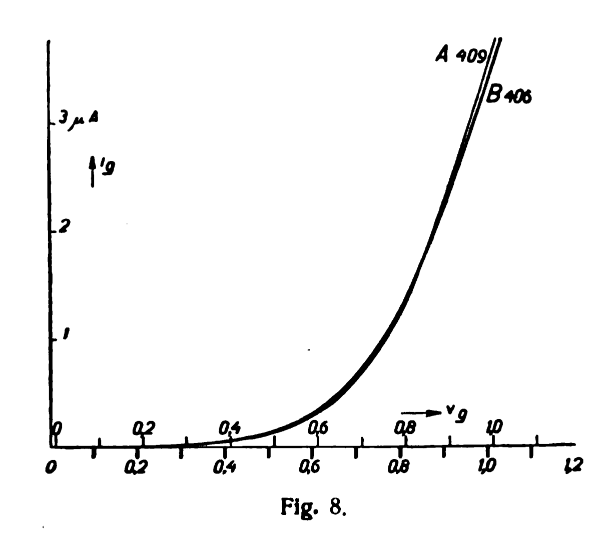


Fig. 8.

Daß sich die Gitterstromcharakteristiken von zwei zur selben Gruppe gehörigen Trioden vollständig decken können, zeigen die Messungen von Fig. 8, wo die einer A 409 und einer B 406 gezeichnet sind.

Berechnung der Gleichrichterwirkung.

Schwache Signale.

Nachdem wir also die Gitterstromcharakteristiken besprochen haben, gehen wir nun zu einer Berechnung der Gleichrichterwirkung über.

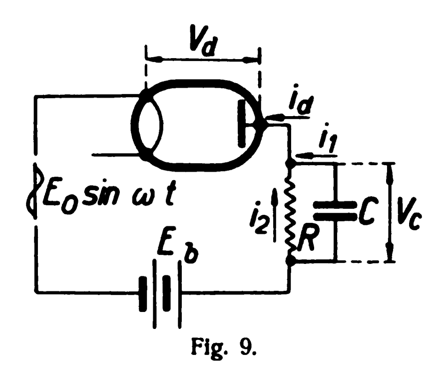


Fig. 9.

In Fig. 9 ist das Schema von Fig. 2 noch einmal gezeichnet worden. Wir definieren darin:

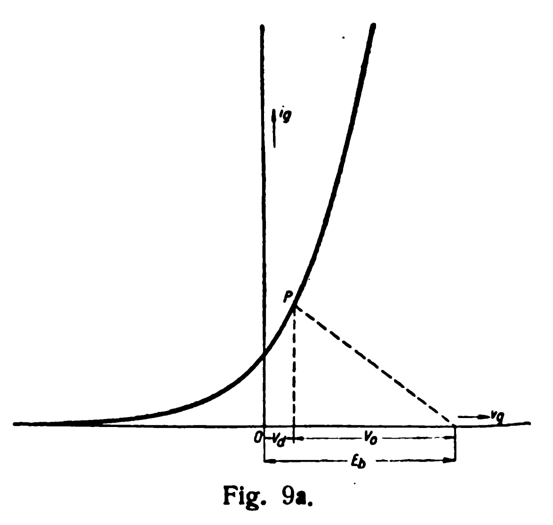


Fig. 9a.

V_d ist die Spannung an der Diode, i_d ist der Strom durch die Diode, V_c ist die Spannung am Kondensator, i_2 der Strom durch den Widerstand, i_1 der Strom durch den Kondensator. Hierfür gelten nun folgende Gleichungen:

$$i_2 = \frac{V_c}{R} \qquad i_1 = C\frac{dV_c}{dt} \qquad V_d = E_b + E_o \sin\omega t - V_c$$

und $i_1 + i_2 = i_d = \varphi(V_d)$ die Gitterstrom-Gitterspannungs-Charakteristik. Durch Elimination folgt hieraus:

$$C\frac{dV_c}{dt} + \frac{V_c}{R} = \varphi(E + E_o \sin\omega t - V_c\,. \qquad (1$$

[6]) Vergl. die Tabelle am Schluß.



Um diese Differentialgleichung zu lösen, nehmen wir an, daß

$$V_c = V_1 + V_2$$

sei, worin V_1 den Gleichspannungsteil, und V_2 den Wechselspannungsteil vorstellt, d. h. $\frac{dV_1}{dt} = 0$ und $\overline{V_2} = 0$.

Die Gleichung wird dann:

$$C\dot{V}_2 + \frac{V_1 + V_2}{R} - \varphi(E_o \sin \omega t + E_b - V_1 - V_2) = 0. \quad (2)$$

Bei genügend großem Wert der Kapazität C können wir annehmen:

1°. $\frac{V_2}{R} << C\dot{V}_2$ d. h. der Wechselstrom durch den Gitterwiderstand ist klein bezüglich des Wechselstromes durch den Kondensator.

2°. $V_2 << E_0$ d. h. die Wechselspannung an dem Kondensator ist klein bezüglich der Wechselspannung an dem Gitter, d. h. die volle Signalspannung herrscht praktisch stets am Gitter.

Es bleibt nun übrig:

$$C\dot{V}_2 + \frac{V_1}{R} = \varphi(E_o \sin \omega t + E_b - V_1). \quad (3)$$

Integrieren wir (3) über eine vollständige Periode; $C\dot{V}_2$ ist im Mittel $= 0$. Also bleibt übrig:

$$\frac{V_1}{R} = \overline{\varphi(E_o \sin \omega t + E_b - V_1)}. \quad (4)$$

Nennen wir die Spannung am Kondensator V_0 bei Signal Null ($E_0 = 0$), dann ist $V_1 = V_o + \triangle V$, wo $\triangle V$ die Gleichrichterwirkung vorstellt. (Siehe auch Fig. 9a.) Wir bekommen dann:

$$\frac{V_o + \triangle V}{R} = \overline{\varphi(E_o \sin \omega t + E_b - V_o - \triangle V)} \quad (5)$$

und

$$\frac{V_o}{R} = \varphi(E_b - V_o) \quad (6)$$

Entwickeln wir (5) nach Taylor:

$$\frac{V_o + \triangle V}{R} = \overline{\varphi(E_b - V_o) + \frac{E_o \sin \omega t - \triangle V}{1!} \varphi'(E_b - V_o)}$$
$$\overline{+ \frac{(E_o \sin \omega t - \triangle V)^2}{2!} \varphi''(E_b - V_o) + \text{usw.}}$$

oder

$$\frac{V_o + \triangle V}{R} = \varphi(E_b - V_o) - \frac{\triangle V}{1!} \varphi'(E_b - V_o)$$
$$+ \left\{\frac{E_o^2}{2.2!} + \frac{(\triangle V)^2}{2!}\right\} \varphi''(E_b - V_o)^2 + \text{usw.}$$

In dieser Ableitung haben wir uns auf die zweite Abgeleitete beschränkt; vernachlässigen wir weiter $(\triangle V)^2$ neben E_0^2, dann bekommen wir

$$\frac{V_o + \triangle V}{R} = \varphi(E_b - V_o) - \triangle V \varphi'(E_b - V_o)$$
$$+ \frac{E_o^2}{4} \varphi''(E_b - V_o).$$

Hiervon (6) subtrahiert, gibt:

$$\frac{\triangle V}{R} = - \triangle V \varphi'(E_b - V_o) + \frac{E_o^2}{4} \varphi''(E_b - V_o)$$

so daß

$$\triangle V = \frac{E_o^2}{4} \frac{\varphi''(E_b - V_o)}{\frac{1}{R} + \varphi'(E_b - V_o)}. \quad (7)$$

Da $i_d = \varphi(V_d)$ war, können wir also auch schreiben:

$$\triangle V = \frac{E_o^2}{4} \frac{\frac{d^2 i_d}{dV_d^2}}{\frac{1}{R} + \frac{d i_d}{dV_d}} \quad (7a)$$

Diese Formel, die, wie wir gesagt haben, für schwache Signale gilt, kann nicht für starke Signale angewendet werden.

Starke Signale.

Um auch für starke Signale eine Beziehung abzuleiten, kehren wir noch einmal zur Gleichung (1) zurück:

$$C\dot{V}_c + \frac{1}{R} V_c = \varphi(E_b + E_o \sin \omega t - V_c) \quad (1)$$

Aus den anfangs beschriebenen Messungen folgt, daß die Gittercharakteristik vorgestellt werden kann durch:

$$i_d = \varphi(V_d) = i_o e^{\frac{V_d}{V_T}}.$$

(Hierin ist i_0 der Strom bei $V_d = 0$), während V_T wieder die Temperaturspannung ist; substituiert in (1):

$$C\dot{V}_c + \frac{1}{R} V_c = i_o e^{\frac{E_b - V_c}{V_T}} \cdot e^{\frac{E_o \sin \omega t}{V_T}}. \quad (8)$$

Wir drücken nun alle Spannungen in der Einheit V_T (der Temperaturspannung) aus und nennen dann:

$$\frac{V_c}{V_T} = V' \quad \frac{E_b}{V_T} = E_b' \quad \frac{E_o}{V_T} = E_o'$$

dann wird (8):

$$C\frac{dV'}{dt} + \frac{V'}{R} = \frac{i_o}{V_T} e^{(E'_b - V')} e^{E'_o \sin \omega t} \quad (9)$$

Bei Signal Null ($E_o' = 0$) wird $V' = V_o'$, so daß also gilt:

$$\frac{V_o'}{R} = \frac{i_o}{V_T} \cdot e^{(E'_b - V_o')} \quad (10)$$

Definieren wir nun $V' = V_o' + \delta V'$, dann folgt aus (9)

$$C\frac{d\delta V'}{dt} + \frac{\delta V'}{R} = \frac{V_o'}{R}\left[e^{(E_o' \sin \omega t - \delta V')} - 1\right] \quad (11)$$

Bei genügend großem Kondensator dürfen wir auch hier wieder annehmen:

1. daß der Wechselstrom durch den Kondensator bezüglich des Wechselstromes durch den Widerstand groß ist,
2. daß die Wechselspannung an dem Kondensator bezüglich der Wechselspannung an der Diode klein ist, d. h. also, daß die volle Signalspannung an der Diode herrschen wird.

Wir zerlegen jetzt $\delta V'$ in einen Gleich- und einen Wechselspannungsteil, $\delta V' = \triangle V' + \triangle V_{\sim}'$, wodurch Formel (11) mit Berücksichtigung obiger Annäherungen in

$$C\frac{d\triangle V_{\sim}'}{dt}+\frac{\triangle V'}{R}=\frac{V_0'}{R}\left[e^{E_0'\sin\omega t-\triangle V'}-1\right] \qquad (12)$$

übergeht.

Mitteln wir diese Gleichung über eine ganze Periode:

$$\triangle V'=V_0'\left[e^{-\triangle V'}\frac{\omega}{2\pi}\int_0^{\frac{2\pi}{\omega}}e^{E_0'\sin\omega t}\,dt-1\right] \qquad (13)$$

Nun ist:

$$\frac{\omega}{2\pi}\int_0^{\frac{2\pi}{\omega}}e^{E_0'\sin\omega t}\,dt=J_0(jE_0')$$

worin J_0 eine Besselfunktion der Ordnung Null ist, und $j=\sqrt{-1}$ ist. Substituieren wir dies in (13), dann bekommen wir die Endformel (die für willkürliche Signalstärke gilt):

$$\frac{\triangle V'}{V_0'}=e^{-\triangle V'}J_0(jE_0')-1 \qquad (14)$$

(Als Beispiel des Verlaufes der Besselfunktion geben wir folgende Tabelle):

x	$J_0(jx)$
$x = 0$	$J_0(jx) = 1{,}00$
$x = 1$	$J_0(jx) = 1{,}27$
$x = 5$	$J_0(jx) = 27{,}24$
$x = 10$	$J_0(jx) = 2815{,}72$

Annähernd ist

$$\text{für } x \ll 1 \quad J_0(jx)=1+\frac{\left(\frac{1}{2}x\right)^2}{(1!)^2}+\frac{\left(\frac{1}{2}x\right)^4}{(2!)^2}+\dots \quad \text{usw.}$$

$$\text{für } x \gg 1 \quad J_0(jx)=\frac{e^x}{\sqrt{2\pi x}}.$$

Schwache Signale.

Für schwache Signale ist $E_0' \ll 1$ und erwarten wir ebenfalls $\triangle V' \ll 1$, dann folgt aus (14):

$$\frac{\triangle V'}{V_0'}=(1-\triangle V')\left(1+\frac{1}{4}E_0'^2\right)-1=-\triangle V'+\frac{1}{4}E_0'^2$$

$$\text{oder } \triangle V'\left(1+\frac{1}{V_0'}\right)=\frac{1}{4}E_0'^2. \qquad (14a)$$

Hieraus ersehen wir, daß tatsächlich die Annahme, daß $\triangle V' \ll 1$ sei, berechtigt ist.

Kehren wir nun zu den ursprünglichen Variabeln zurück, so finden wir:

$$\triangle V_c=\frac{\frac{1}{4}E_0^2}{V_T\left(1+\frac{V_T}{V_0}\right)} \qquad (15)$$

Diese Gleichung hätten wir auch sofort aus der allgemeinen Gleichung (7a) für kleine Signale finden können, wenn wir die e-Funktion darin substituiert hätten.

Starke Signale.

Hierfür gilt: $E_0' \gg 1$ oder $\frac{E_0}{V_T} \gg 1$.

Es folgt hierfür aus (14):

$$\frac{\triangle V'}{V_0'}=\frac{e^{E_0'-\triangle V'}}{\sqrt{2\pi E_0'}}-1. \qquad (15)$$

Es ist klar, und dies folgt auch aus den vollständigen Kurven (Fig. 10), (wo $\triangle V'$ als Funktion von E_0' vorgestellt ist, mit dem Parameter V_0'), daß für größere Werte von E_0' der Unterschied $E_0' - \triangle V'$ nicht groß sein kann, bezüglich E_0', da dieser Unterschied als Exponent von e vorkommt.

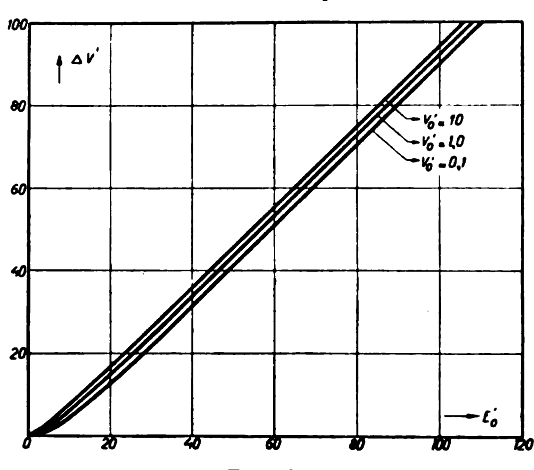


Fig. 10.

Mit anderen Worten, daß für starke Signale die Gleichrichterwirkung bis zum Scheitelwert des Signales heranreicht. Der höchste Wert, den $\triangle V'$ je erreichen kann (also für $V_0' \gg \triangle V'$) folgt aus der Formel:

$$\triangle V'=E_0'-\frac{1}{2}\ln 2\pi E_0'. \qquad (17)$$

Mit anderen Worten, daß die Gleichrichterwirkung niemals den Scheitelwert des Signales überschreiten kann, so lange die Gitterstromcharakteristik durch eine e-Funktion vorgestellt werden kann.

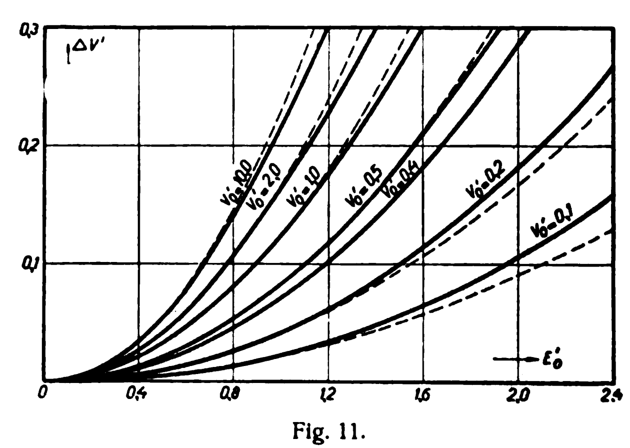


Fig. 11.

Fig. 11 gibt den unteren Teil der Fig. 10 und zeigt also die Gleichrichterwirkung für schwache Signalspannungen. Der für kleine Spannungen annähernd berechnete Ausdruck (Formel 14a) ist in dieser Figur punktiert wiedergegeben. Daß diese Annäherung die exakte Kurve schneidet, findet darin seine Ursache, daß sowohl $e^{-\triangle V'}$ als $J_0(jE_0')$ annähernd berechnet sind.



Aus den vorhergehenden Betrachtungen ergibt sich, daß die Unterschiede in der Gleichrichterwirkung durch verschiedene Trioden nur hervortreten, wenn wir von schwachen Signalen ausgehen, da für starke Signale immer beinahe der Scheitelwert erreicht wird.

Für alle Trioden derselben Glühfadentemperatur sind für schwache Signale auch die Gleichrichtereigenschaften praktisch dieselben. Bei den ausgeführten Messungen sind Signale von maximal 0,2 Volt effektiv gebraucht worden.

Messungen und Meßresultate.

Wir gehen nun zur Beschreibung einiger Gleichrichtungsmessungen über. In Fig. 12 ist das Schema der Schaltung wiedergegeben, in dem die vergleichende Gleichrichtungsmessungen ausgeführt wurden.

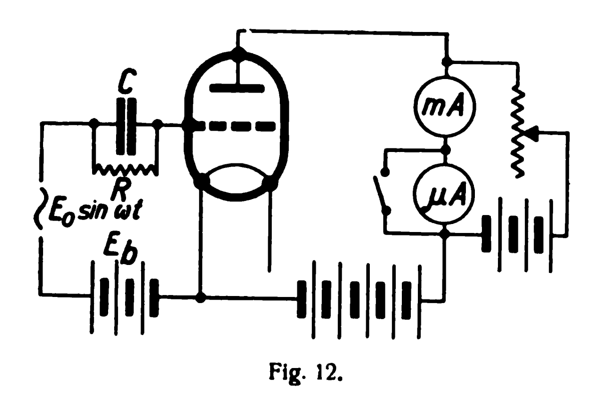


Fig. 12.

Im Anodenkreis befand sich ein kompensiertes Mikro-Amperemeter, während die Gleichspannungsänderung des Gitters (ΔV) aus der gemessenen Anodenstromänderung

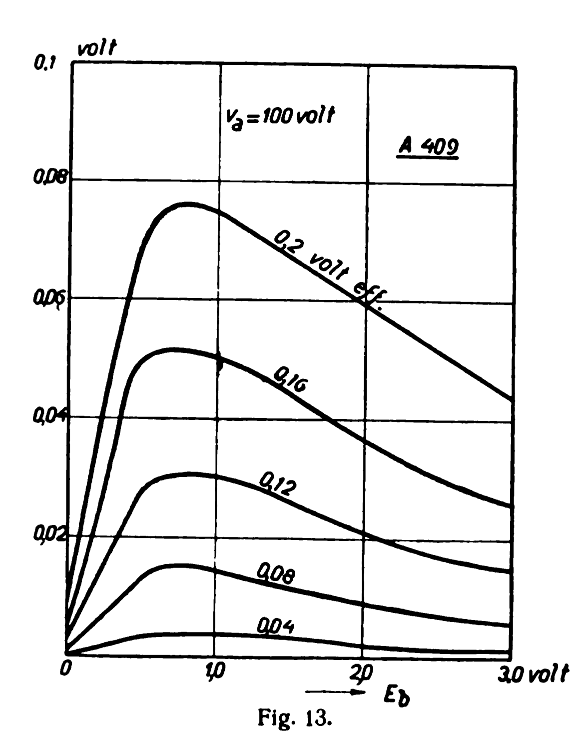


Fig. 13.

berechnet wurde. In Fig. 13 und 14 (für eine A 409 und bzw. $V_a = 100$ Volt und $V_a = 40$ Volt) sind die Resultate eingezeichnet, und zwar ΔV als Funktion der Gittervorspannung E_b bei verschiedenen konstanten Signalen. Der Gitterwiderstand war bei diesen Messungen fortwährend 0,6 megohm.

An erster Stelle ergibt sich aus den Resultaten, daß die Gleichrichterwirkung für den gebrauchten Wert von E_0 wirklich ungefähr proportional E_0^2 ist, wie übrigens auch nach der Formel (15) zu erwarten ist. — Diese Formel gibt

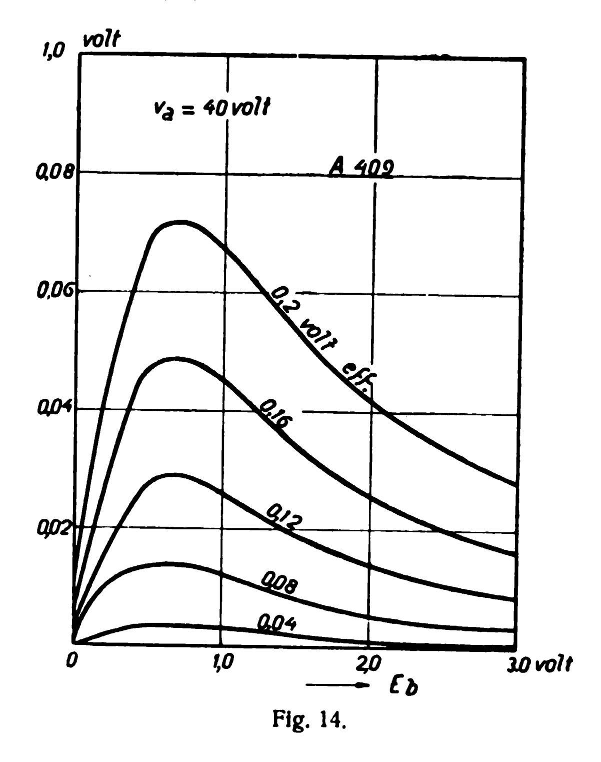


Fig. 14.

aber offenbar den Zustand nicht genau wieder, weil bei zunehmender E_b, ΔV_c stets zunehmen müßte, bis der Wert $\frac{\frac{1}{4}E_0^2}{V_T}$ erreicht wäre (d. h. für $V_0 >> V_T$).

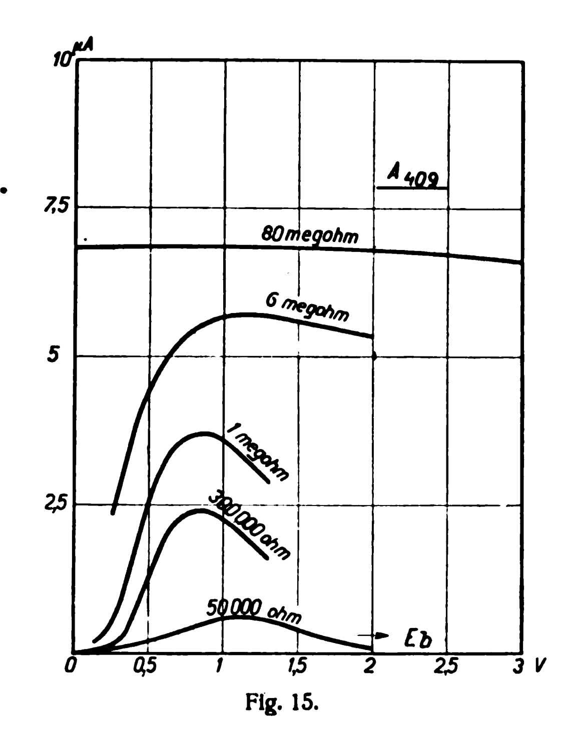


Fig. 15.

Aus den gezeichneten Kurven ergibt sich aber, daß die Gleichrichterwirkung bei einem bestimmten Wert von E_b ein Maximum zeigt, und dann wieder abnimmt.

Die Gittercharakteristik genügt dann auch für die Werte der Vorspannung, wo das Maximum auftritt, nicht mehr einer e-Funktion, so daß Gleichung (15) dafür nicht mehr gilt. Das absolute Maximum $\triangle V = \frac{\frac{1}{4} E_o^2}{V_T}$ wird bei diesem Gitterwiderstand von 0,6 megohm nicht erreicht, dafür ist ein größerer Widerstand erforderlich, als in der Praxis brauchbar ist. (Siehe Fig. 15, wo die Anodenstromänderung für ein Signal von 0,06 Volt effektiv abgesetzt ist als Funktion der Vorspannung.)

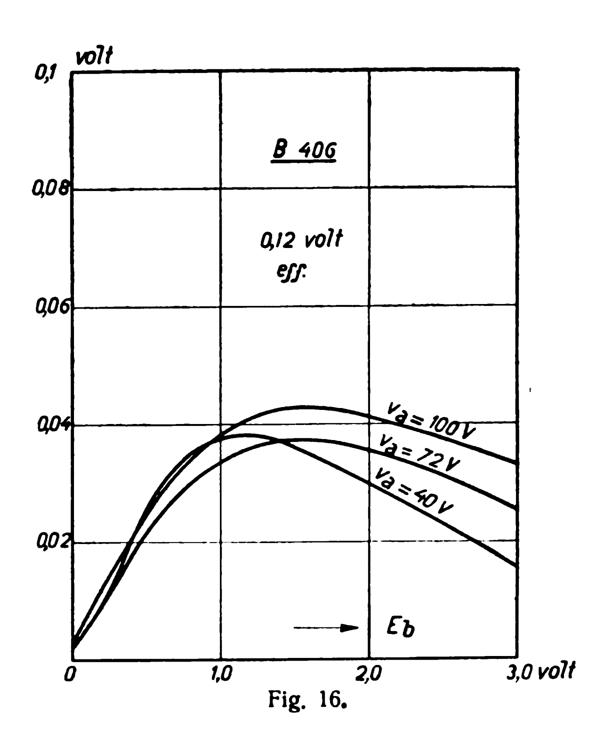


Fig. 16.

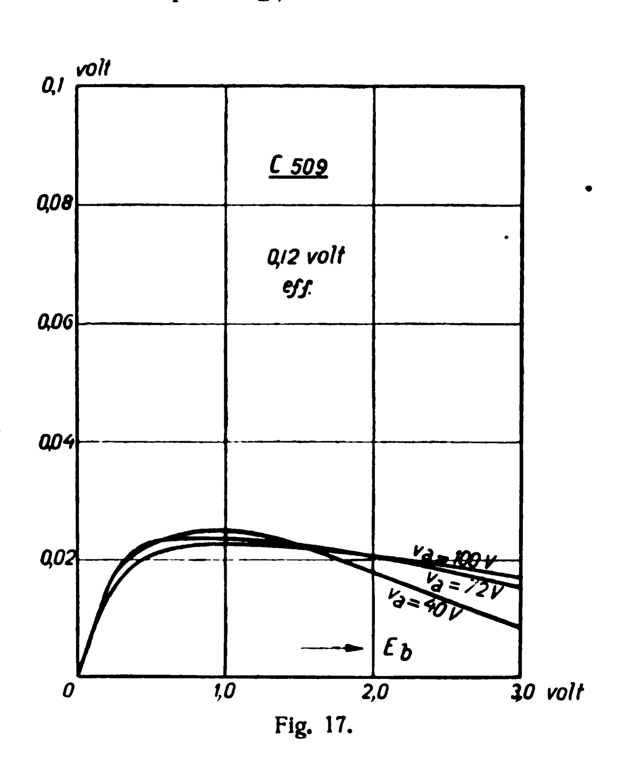


Fig. 17.

In Fig. 16 ist für eine B 406 dieselbe Funktion wie in Fig. 13 und 14 eingetragen. Für dasselbe Signal (0,12 Volt effektiv), aber bei verschiedenen Anodenspannungen. Die Abhängigkeit hiervon ist offenbar nicht groß, wie auch schon aus dem Verlaufe der Gittercharakteristiken erwartet werden kann.

In Fig. 17 und 18 ist dasselbe für die C 509 und die D II gemacht.

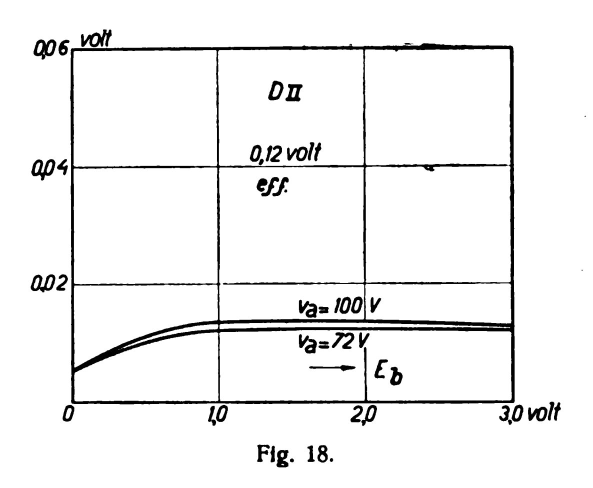


Fig. 18.

Wir sehen, daß die maximale Gleichrichterwirkung bei der B 406 (Oxyd) größer ist als für die C 509 (Thorium) und diese ihrerseits wieder größer als für die D II (Wolfram).

Zusatz.

Die Gleichung, die das allgemeine Gleichrichterproblem beherrscht (8) bei exponentieller Charakteristik und willkürliche Zeitfunktion für das Signal kann folgendermaßen gestaltet werden:

$$C\frac{dV_c}{dt} + \frac{V_c}{R} = i_o e^{\frac{E_b - V_c}{V_T}} e^{\frac{f(t)}{V_T}}. \qquad (8)$$

oder in reduzierten Einheiten:

$$RC\frac{dV'}{dt} + V' = \frac{R i_o}{V_T} e^{E_b'} e^{\varphi(t) - V'}$$

Um diesen Ausdruck zur einfachsten Form zurückzubringen, substituieren wir für $RC = \alpha$

$$\frac{R i_o}{V_T} e^{E_b'} = \beta$$

$$V' = x$$

dann bekommen wir:

$$\alpha\frac{dx}{dt} + x = \beta e^{(\varphi(t) - x)}$$

oder:

$$\alpha\frac{dx}{dt} + x = \psi_1(t) e^{-x}$$

oder für: $\frac{t}{\alpha} = t'$

$$\frac{dx}{dt'} + x = \psi_2(t') e^{-x}.$$



Chronologisches Literaturverzeichnis.

1903 Richardson Phil. Trans. **201**, 497.
1914 Schottky Ann. der Phys. **44**, 1011.
Armstrong El. World **64**, 1149.
1915 Armstrong Proc. I. R. E. **3**, 215.
1916 Richardson Emission of electricity from hot bodies.
1917 Armstrong Jahrb. **12**, 241.
1918 Vallauri Jahrb. **13**, 25.
1919 v. d. Bijl Proc. I. R. E. **7**, 603.
von Laue Ann. d. Phys. **59**, 465.
Carson Proc. I. R. E. **7**, 187.
1920 Breit Phys. Rev. **16**, 387.
Hulbert & Breit, Phys. Rev. **16**, 408.
16, 274.
15, 551.
Hull Phys. Rev. **15**, 557.
A. Meissner & E. Scheiffler, Zschr. f. Fernmeldetechnik I, **17**, 35.
1921 Barkhausen Jahrb. **18**, 402.
Eccles Wireless Telegraphy
Hulbert Phys. Rev. **18**, 165, 172.
Hulbert & Breit, Jahrb. **17**, 119.
Palmer Radio Review II, 465.
Morecroft Principles of wireless.
1922 Székely Wiener Ber. **131**, 39.
1923 Langmuir Phys. Rev. **21**.
1924 Appleton & Mary Taylor, Proc. I. R. E. **12**, 284.
1924 Chapple Exp. Wireless II, **15**, 161.
1925 Rothe Zts. f. techn. Physik **12**, 633.
Freeman Proc. I. R. E. **13**, 611, 623.
1926 L. P. Smith Proc. I. R. E. **14**, 649.
Möller Jahrb. **27**, 74.
Rothe Zts. f. Physik **36**, 737, und **37**, 414.
Colebrook Exp. Wireless Vol. II, 865, 946.
Vol. III, 34, 90.
Kuhlmann Jahrb. **25**, 43, 70, 95.
Turner Electrician **XCVII**, 412, 556.

Eigenschaften der für die Messungen gebrauchten Röhren.

	Oxydfäden					Thorium		Wolfram	
	A 409	A 209	A 109	A 425	B 406	C 509	A 410	E	
Heizspannung: V_f	4	2	1,0—1,3	4	4	4,5—5,3	3,4—4	4	V
Heizstrom: i_f	0,06	0,06	0,06	0,06	0,1	0,25	0,06	0,7	A
Sättigungsstrom: i_s	20	15	10	20	40	50	10	10	mA
Anodenspannung: V_a	20—150	20—150	20—150	15—150	20—150	20—150	20—150	50—200	V
Ruhestrom (max): i_{a_0}	13	8,5	5,7	3,5	31	10	5,5	6	mA
Verstärkungsfaktor: g	9	9	9	25	6	9	10	10	
Durchgriff: D	11	11	11	4	17	11	10	10	%
Anodensteilheit (max): S	1,0	0,6	0,45	1,0	1,4	1,0	0,5	0,4	mA/V
Innerer Widerstand (min): R_i	9000	15000	20000	25000	4300	9000	20000	25000	Ohm
Anwendung	Detektor Erste Röhre N. F. Verstärkung	H. F. Verstärkung Detektor Erste Röhre N. F. Verstärkung	H. F. Verstärkung Detektor Erste Röhre N. F. Verstärkung	N. F. Widerstandsverstärkung	Lautsprecherröhre	für alle Zwecke	H. F. Verstärkung	für alle Zwecke	

Physikalisches Laboratorium der N. V. Philips Gloeilampenfabrieken.
Eindhoven, Holland.

Zusammenfassung.

Die reinen Gleichrichtereigenschaften einer Triode in der Gittergleichrichtungsschaltung sind praktisch ausschließlich abhängig vom Verlauf der Gittercharakteristiken und von den Konstanten im Gitterkeise. Mit Hilfe von Charakteristiken wird gezeigt, daß die Anodenspannung nur wenig Einfluß hat.

Die Gitterstromcharakteristik ist über ein großes Gebiet exponentiell, und die Neigung der logarithmischen Gitterstromkurve wird ausschließlich durch die Temperatur bestimmt. — Für eine bestimmte Triode hat die Glühspannung wenig Einfluß auf diese Neigung, weil die Temperatur des emittierenden Teiles sich prozentuell wenig ändert.

Die Zunahme der Gitterspannung, die nötig ist, um den Gitterstrom auf den e-fachen Betrag zu erhöhen, wurde die Temperaturspannung genannt.

Aus den Berechnungen folgt, daß die Gleichrichterwirkung für alle Trioden numerisch gleich ist, falls alle Spannungen in der Temperaturspannung ausgedrückt werden, mit anderen Worten: drückt man die Gleichrichterwirkung aus in Prozenten der Hochfrequenzspannung, so ist dieses Verhältnis dasselbe für zwei Trioden mit verschiedenen Temperaturspannungen, falls man zwei Signale betrachtet, die sich verhalten wie die Temperaturspannungen. Hieraus geht hervor, daß für die Gleichrichterwirkung schwacher Signale Trioden mit kleiner Temperaturspannung (tiefer Temperatur) im Vorteil sind. Miniwattlampen sind also in dieser Hinsicht Thorium- und Wolfram- (helleuchtende) Lampen vorzuziehen.

Für starke Signale ist die Gleichrichterwirkung unabhängig vom Triodentypus immer ungefähr der Scheitelspannung des Signales gleich.

(Eingegangen am 7. Februar 1927.)



Untersuchung eines Schwingungskreises mit Eisenkernspule bei geringer Sättigung des Eisens.[1]

Von **H. Winter-Günther.**

H. Schunck und J. Zenneck[2]) haben ihrer Theorie von Kondensatorkreisen mit Eisenkernspulen einen Ansatz für die Magnetisierungskurve zu Grunde gelegt, der von Dreyfus angegeben wurde und die Form hat:

$$\mathfrak{B} = A \cdot \operatorname{arctg}(a\,\mathfrak{H}) + B\,\mathfrak{H}.$$

Hierin bedeutet $\mathfrak{H}$ das magnetische Feld im Eisen, $\mathfrak{B}$ die magnetische Induktion.

Diese Funktion hat einen Verlauf, wie die in Fig. 1 gestrichelte Kurve. Für höhere Werte der Sättigung deckt

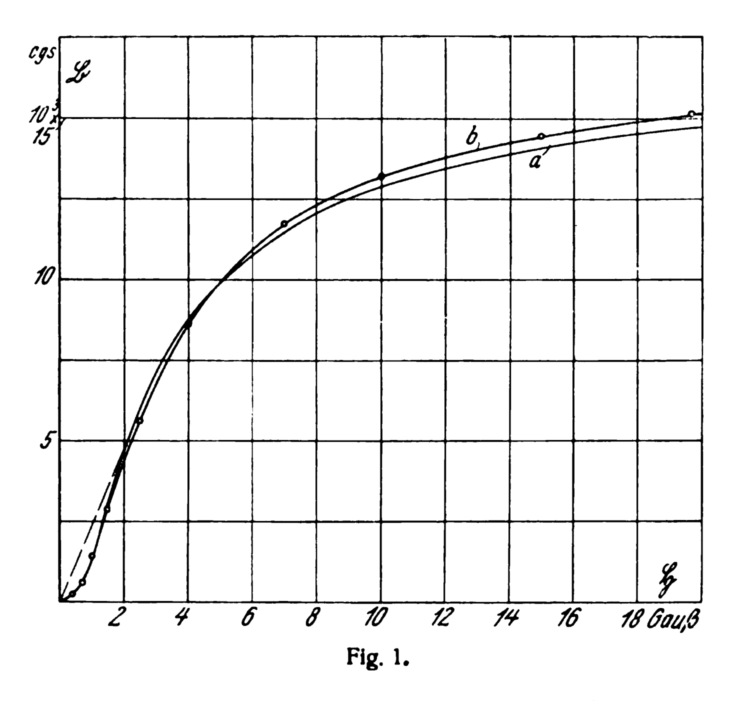


Fig. 1.

sie sich mit der Kurve a, die die empirisch[3]) ermittelte Magnetisierungskurve einer bestimmten Eisenprobe wiedergibt. Bei schwachen Feldern dagegen weicht sie wie Fig. 1 zeigt, ganz erheblich von dieser ab.

Dieser Abweichung ist es zuzuschreiben, daß die von den Verfassern mit Hilfe dieses Ansatzes gerechneten Induktivitätskurven einer Eisenkernspule wohl bei starken, nicht aber bei schwachen Feldern mit jenen übereinstimmen, die später u. a. H. Plendl, F. Sammer und J. Zenneck (s. u.) experimentell fanden.

Wir wollen hier zunächst zeigen, daß durch eine Erweiterung des obigen Ansatzes die Magnetisierungskurve auch für schwache Feldstärken gut dargestellt werden kann.[4]) Wir schreiben

$$\mathfrak{B} = A_1 \operatorname{arctg}(a_1\,\mathfrak{H}) - A_2 \operatorname{arctg}(a_2 \cdot \mathfrak{H}) + B\,\mathfrak{H}. \qquad (1)$$

Geben wir den hierin auftretenden Konstanten spezielle Werte, nämlich:

$$\mathfrak{B} = 16900 \cdot \operatorname{arctg}(0{,}4\,\mathfrak{H}) - 6450 \cdot \operatorname{arctg}(\mathfrak{H}) + 20\,\mathfrak{H}, \qquad (2)$$

so erhalten wir die Kurve b in Fig. 1, welche eine befriedigende Näherung der Kurve a darstellt.

Mit Hilfe dieser Näherungsfunktion soll nun die Induktivität der Eisenkernspule mit der von Schunck und Zenneck angegebenen Methode berechnet werden.

Es wird vorausgesetzt, daß der magnetisierende Strom rein sinusförmig sei, und daß Hysterese- und Wirbelstromverluste im Eisen nicht auftreten.

Wir machen nun Gebrauch von der in einer vorausgehenden Veröffentlichung[5]) begründeten Schreibweise für die Induktivität L_e und den Verlustwiderstand R_e einer Eisenkernspule:

$$L_e = \varkappa_1\, L;\; R_e = \rho_1\, L.$$

(L ist eine von der Sättigung des Eisens unabhängige Konstante.) $\varkappa_1$ ist der Koeffizient von $\cos\omega t$ in der Reihe für die Funktion $\left(\frac{d\mathfrak{B}}{d\mathfrak{H}}\cos\omega t\right)$ während ϱ_1 nach Voraussetzung hier 0 ist.

Nun ist $\mathfrak{H} = H \cdot \sin\omega t$

$$\text{und} \qquad \varkappa_1 = \frac{2}{T}\int_0^T \frac{d\mathfrak{B}}{d\mathfrak{H}} \cos^2 \omega t\, dt \;.\;.\;.\; \omega = \frac{2\pi}{T}$$

Also:

$$\varkappa_1 = \frac{2}{H^2}\left\{\frac{A_1}{a_1}\sqrt{1 + a_1^2 H^2} - \frac{A_2}{a_2}\sqrt{1 + a_2^2 H^2} - \left(\frac{A_1}{a_1} - \frac{A_2}{a_2}\right)\right\} + B \qquad (3)$$

$\varkappa_1$ ist eine Funktion der maximalen Feldstärke H im Eisenkern.

Werden für A_1, A_2, a_1, a_2 die speziellen Werte der Gl. (2) eingeführt, so erhalten wir folgende Funktion:

$$\varkappa_1 = \frac{10^3}{H^2}\left\{84{,}5\sqrt{1 + 0{,}16\,H^2} - 12{,}9\sqrt{1 + H^2} - 71{,}6\right\} + 20 \qquad (4)$$

die in Fig. 2 aufgetragen wurde. Sie hat den gleichen Charakter wie jene Kurven, die H. Plendl, F. Sammer und J. Zenneck[6]) experimentell gefunden hatten. Die Induktivität steigt anfänglich rasch bis zu einem Maximalwert an und fällt dann mit wachsendem Werte von H wieder ab. Das Maximum der von Schunck und Zenneck gerechneten Kurven liegt dagen bei $H = 0$. Im folgenden soll deshalb untersucht werden, ob die von Schunck und Zenneck entwickelte Theorie eines

---

[1]) III. Teil der gekürzten Doktor-Dissertation, eingereicht am 23. Juni 1926 an der Technischen Hochschule München.
I. Teil ds. Jahrb. **29**, 81, 1927, Heft 3.
II. Teil ds. Jahrb. **29**, 103, 1927, Heft 4.

[2]) dieses Jahrb. **19**, 170, 1921.

[3]) aus der Deutschen Ausg. von Ewing, Magnetische Induktion, 1892, S. 55.

[4]) Für den Hinweis hierauf bin ich Herrn Dr. H. O. Kneser zu Dank verpflichtet.

[5]) dieses Jahrb. **29**, 4, 1927.

[6]) dieses Jahrb. **26**, 98, 1925.

Kondensatorkreises mit Eisenkernspule sich wesentlich ändert, wenn man ihr für schwache Felder den tatsächlichen Verlauf der L_e-Kurve zugrunde legt. Gleichzeitig soll auch

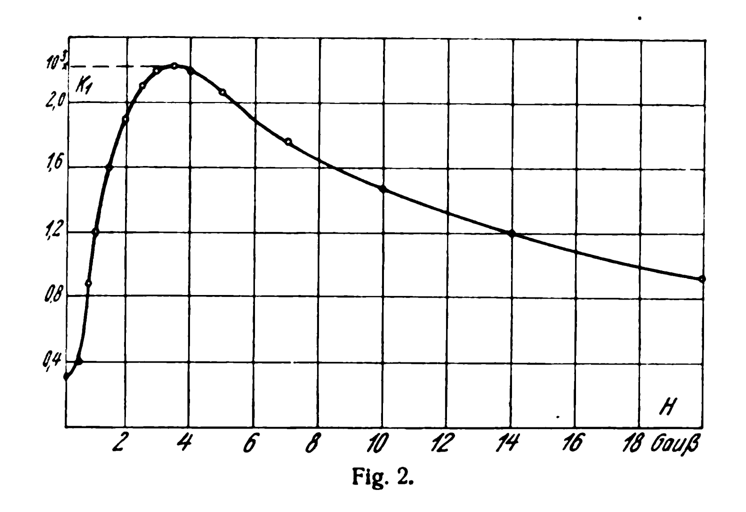


Fig. 2.

noch untersucht werden, welche Bedeutung dem Verlustwiderstand R_e der Eisenspule zukommt, der in der Theorie vernachlässigt wurde, in Wirklichkeit aber sehr erheblich sein kann.

Stromspannungscharakteristiken eines Kondensatorkreises mit Eisenkernspule bei geringen Sättigungen.

Fig. 3 zeigt das Schaltschema des zu untersuchenden Kreises.

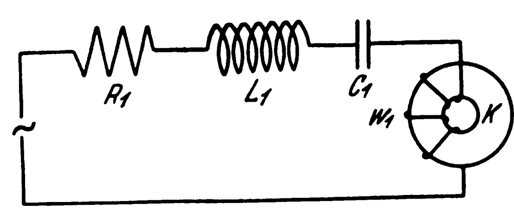


Fig. 3.

In Reihe mit dem Ohmschen Widerstand R_1, der eisenfreien Induktivität L_1 und dem Kondensator C_1 liegt der mit w_1-Windungen bewickelte Kern K. E_1 ist der Maximalwert der Grundschwingung der $E. M. K.$ einer Hochfrequenzmaschine.

In Fig. 5, 6 zeigen wir nun zwei Scharen von Strom-Spannungs-Charakteristiken dieses Kreises, die wir unter Zugrundelegung zweier verschiedener Grenzfälle berechnet haben.

Für beide Scharen gilt die Abhängigkeit des $\varkappa_1$ von H, welche Fig. 4 darstellt, und welche wir an einer bestimmten Eisensorte (s. u.) experimentell ermittelt hatten.[7] Bei der Berechnung der Kurven in Fig. 5 wurde ferner ein kleiner Ohmscher Widerstand R_1 vorausgesetzt, dagegen die Eisenverluste konstant gleich Null angenommen ($\varrho_1 = 0$), wie dies auch Schunck und Zenneck taten. — In Wirklichkeit ist aber dieser Eisenverlustwiderstand besonders bei kleinen Feldern sehr erheblich und nicht konstant, wie die in Fig. 4 eingetragene ϱ_1-Kurve beweist, die für die gleiche Eisensorte wie $\varkappa_1$ experimentell für $\omega = 3100$ sk^{-1} gefunden wurde. Bei der Berechnung der Kurven in Fig. 6 gaben

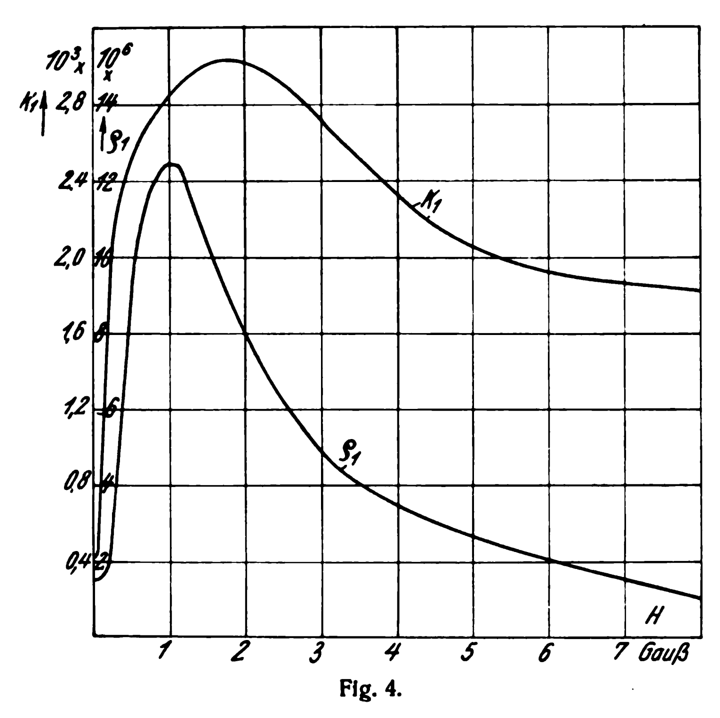


Fig. 4.

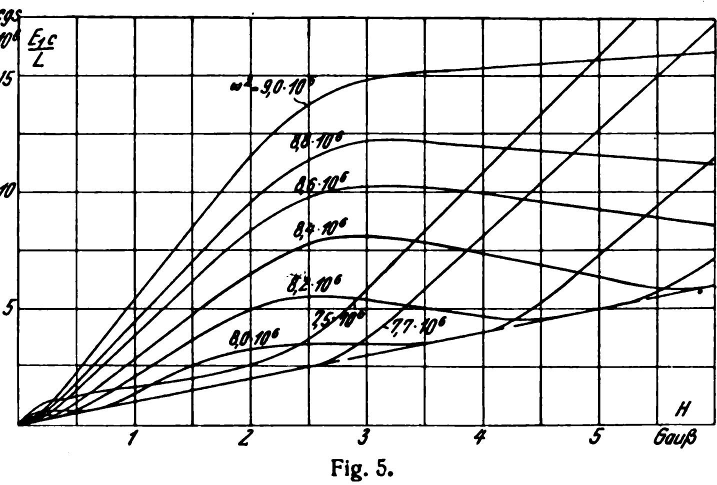


Fig. 5.

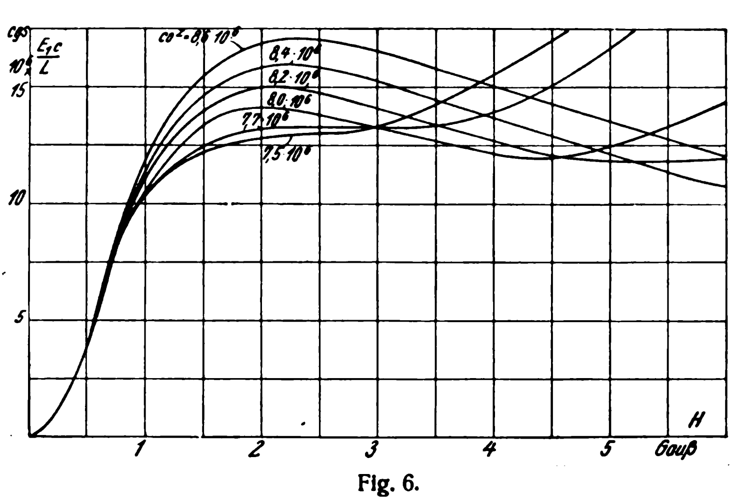


Fig. 6.

wir deshalb dem Eisenverlustwiderstand des Kreises diesen Verlauf von ϱ_1;[8]) nahmen aber an, daß $R_1 = 0$ sei.

[7]) Die Methode der Aufnahme ist beschrieben bei R. Strigel, dieses Jahrb. **29**, 10, 1927.

[8]) Wir nahmen dabei an, daß ϱ_1 innerhalb kleiner Grenzen mit ω proportional sei.

Der Berechnung beider Scharen Fig. 5 und 6 liegt folgende Gleichung zugrunde:

$$\frac{E_1 c}{L} = H \sqrt{\left(\frac{R_1}{L} - \rho_1\right)^2 + \left\{\frac{L_1}{L}\left(\omega - \frac{\omega_1^2}{\omega}\right) + \omega \varkappa_1\right\}^2},$$

wobei $\omega_1^2 = \frac{1}{L_1 C_1} = 10^7 \, sk^{-1}$; $\frac{L_1}{L} = 10^4$;

$$\begin{cases} \rho_1 = 0; \quad \frac{R_1}{L} = 10^6 \, sk^{-1} \ldots \text{ in Fig. 5;} \\ \rho_1 \ldots \text{ s. Fig. 4;} \quad \frac{R_1}{L} = 0 \ldots \text{ in Fig. 6;} \end{cases}$$

Parameter der Kurven ist das Quadrat der Kreisfrequenz des Generators: ω^2.

Zunächst zeigt Fig. 5, daß für hohe Feldstärken der Verlauf dieser Kurven nicht abweicht von dem von Schunck und Zenneck[9]) berechneten. Die fallenden Teile der Charakteristiken geben in bekannter Weise Anlaß zu einer sprunghaften Änderung von H. Neu hinzu kommen aber in dieser Figur die kleinen Maxima und Minima von $\frac{E_1 \cdot c}{L}$, die zwischen 0 und 1,0 Gauß auftreten, und die dem Einfluß des steilen anfänglichen Anstieges von $\varkappa_1$ zuzuschreiben sind. Wie die Figur aber zeigt, können selbst unter diesen günstigsten Voraussetzungen diese labilen Bereiche nur verschwindend klein sein gegenüber denjenigen bei hohen Feldstärken.

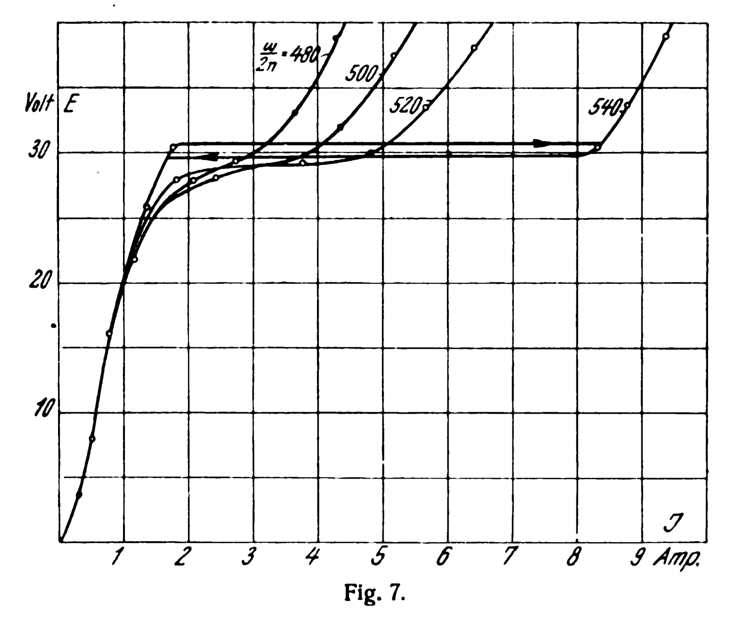


Fig. 7.

Die hohen Werte und die große Veränderlichkeit des Verlustwiderstandes der Eisenkernspule bei schwachen Feldern, denen in Fig. 6 Rechnung getragen ist, bringen aber diese Feinstruktur der Charakteristiken wieder vollkommen zum Verschwinden, so daß nur noch die labilen Bereiche bei hohen Sättigungen ausgeprägt bleiben (s. Fig. 6).

[9]) l. c.

Dies steht auch im Einklang mit der Erfahrung.

In Fig. 7 bringen wir Stromspannungs-Charakteristiken, die experimentell an einem durch Fig. 3 dargestellten Kreis aufgenommen wurden. Die Versuchsanordnung (mit Einschluß des Eisenkernes) war dieselbe wie früher.[10]) Die Materialfunktionen $\varkappa_1$ und ϱ_1 in Fig. 4 beziehen sich auf diesen Eisenkern, aus dessen Dimensionen sich ergab:

$$L = 7{,}0 \cdot 10^{-7} \text{ Henry}$$
$$c = 0{,}94 \frac{\text{Gauß}}{\text{Amp.}}$$

Ferner war:

$$L_1 = 0{,}02 \text{ Henry}$$
$$C_1 = 8 \, \mu F$$
$$R_1 = 2 \text{ Ohm}$$

Parameter der Kurven ist die Generatorfrequenz $\nu = \frac{\omega}{2\pi}$. Der Verlauf dieser Kurven stimmt mit dem der Fig. 6 überein.

Das Ergebnis unserer Untersuchung ist also, daß eine Berücksichtigung des Anfangsverlaufes von $L_e = \varkappa_1 L$ und $R_e = \varrho_1 L$ die Schunck und Zenneck sche Theorie nicht wesentlich modifiziert.

Auch dürfte aus dem vorhergehenden sich ergeben, daß sich der Bereich schwacher Sättigungen kaum zum Steuern von Hochfrequenzströmen eignen wird.[11]) Zunächst scheint ja gerade der ungemein steile Anstieg von L_e bei kleinen Feldern für eventuelle Steuerzwecke besonders günstig zu sein. Allein, der Bereich innerhalb dessen dieser Anstieg liegt, ist sehr klein und deshalb wird man bei wirksamer Steuerung sofort Stromwerte erhalten, die über ihn hinaus gehen. Ein weiterer Grund, der gegen das Arbeiten mit schwachen Feldern zu sprechen scheint, ist der, daß eben zu Anfang der Einfluß von R_e denjenigen von L_e überwiegt und dadurch die Verluste im Eisen verhältnismäßig groß werden.

Die vorliegende Arbeit wurde zusammen mit den beiden vorausgehenden Veröffentlichungen auf Anregung und unter Leitung von Herrn Professor Dr. J. Zenneck am Physikalischen Institut der Technischen Hochschule München ausgeführt. Ich möchte auch an dieser Stelle meinem hochverehrten Lehrer aufrichtig danken. Die Versuche wurden zum Teil durchgeführt mit Mitteln, die von der Helmholtzgesellschaft und von der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft zur Verfügung gestellt worden waren, wofür beiden Gesellschaften großer Dank gebührt. Endlich möchte ich auch der wertvollen Hilfe, die mir Herr R. Strigel beim Experimentieren leistete, dankend gedenken.

Physikalisches Institut
der Technischen Hochschule München.

[10]) s. dieses Jahrb. **29**, 4, 1927.

[11]) Wir haben den Fall einer Vormagnetisierung durch einen dem Wechselstrom überlagerten Gleichstrom von der Betrachtung ausgeschlossen, weil Gl. 3 hierauf nicht übertragbar ist, wenigstens so lange H klein ist.

(Eingegangen am 21. Januar 1927.)

Über Schwingungserzeugung mittels Elektronenröhrensystemen, welche Selbstinduktion nicht enthalten.

Von **K. Heegner.**

Elektronenröhrenverstärker können selbsterregte Schwingungen ausführen, auch wenn sie keine Induktivitäten enthalten. Eine Anordnung, welche zur Erregung solcher Schwingungen dient, ist der „Multivibrateur" von Abraham und Bloch.[1]) Das Vorhandensein eines instabilen Gleichgewichtes der Gleichstromwerte ist die primäre Ursache dieser Schwingungen.

Zur Erläuterung dieser Instabilität werden die Kondensatoren, welche die Spannungsänderungen im Anodenkreise der einen Röhre auf das Gitter der anderen Röhre übertragen, durch Batterien ersetzt. Es ergibt sich eine von W. H. Eccles und F. W. Jordan angegebene Schaltung[2]) (Fig. 1). Von L. B. Turner wurde die Anordnung mit einigen Abänderungen als frequenzunabhängiger Verstärker empfohlen.[3])

Sehen wir zunächst von der Spannungsübertragung von der Anode des zweiten Rohres auf das Gitter des ersten Rohres ab und erteilen dem Gitter des ersten Rohres die sehr kleine Spannungsänderung ΔE_g, so erhält das Gitter des zweiten Rohres eine Spannungsänderung in entgegengesetzter Richtung

$$\Delta E_g' = -\Delta E_g \cdot \frac{1}{D} \cdot \frac{W}{W + R_i} \tag{1}$$

indem D Durchgriff, R_i und W innerer und äußerer Widerstand des ersten Rohres bedeutet. Für die zweite Röhre seien die entsprechenden Größen mit D', R_i', W' bezeichnet, und wir setzen zur Abkürzung

$$\frac{1}{D} \cdot \frac{W}{W + R_i} = k, \quad \frac{1}{D'} \cdot \frac{W'}{W' + R_i'} = k'. \tag{2}$$

Die Spannungsänderung am Widerstand W' im Anodenkreis der zweiten Röhre besitzt nunmehr dasselbe Vorzeichen wie ΔE_g und berechnet sich zu

$$k\,k'\,\Delta E_g \tag{3}$$

Sobald diese Spannung auf das Gitter des ersten Rohres zurückgeführt wird, wird sie nochmals verstärkt um $(k\,k')^2\,\Delta E_g$ und so fort. Die resultierende Spannungsänderung ergibt sich aus der unendlichen Reihe

$$(\Delta E_g)\left[1 + (k\,k') + (k\,k')^2 + (k\,k')^3 + \ldots\right] = \frac{\Delta E_g}{1 - k\,k'} \tag{4}$$

Die Reihe konvergiert für $k\,k' < 1$ und divergiert für $k\,k' > 1$. Im zweiten Falle befindet sich der Verstärker in einer labilen Ruhelage. Je nach dem Vorzeichen der Störung ΔE_g begibt sich die Anordnung in eine andere nunmehr stabile Gleichgewichtslage. Es sind somit außer der labilen Gleichgewichtslage wenigstens zwei andere stabile durch die Krümmung der Charakteristiken gegebene Gleichgewichtslagen vorhanden, für welche $k\,k' < 1$ ist. Gehen wir von einem solchen stabilen in der unteren Krümmung der Charakteristik des ersten Rohres befindlichen Gleichgewichtszustand aus, so wird bei Vergrößerung der Batteriespannung E_g am Gitter des ersten Rohres der Anodenstrom dieses Rohres und ebenso die Größe $k\,k'$ wachsen. Wir erhalten benachbarte stabile Gleichgewichtszustände so lange bis $k\,k' = 1$ geworden ist. Sodann springt das System in eine andere, in der oberen Krümmung der Charakteristik des Rohres vorhandene stabile Gleichgewichtslage $k\,k' < 1$. Von diesem Zustand ausgehend, erhalten wir durch Verkleinerung der Batteriespannung E_g benachbarte stabile Gleichgewichtszustände mit wachsendem $k\,k'$. Ist $k\,k' = 1$ geworden, so erfolgt ein Sprung in die untere Krümmung der Charakteristik. Wesentlich anders verhalten sich benachbarte labile Gleichgewichtszustände, welche wir zunächst nicht realisieren können. Indem $k\,k' > 1$, wird der Nenner in der Summationsformel in 4) negativ, und es ist bei einer Vergrößerung der Batteriespannung E_g der Anodenstrom in der ersten Röhre zu verkleinern, um zu einem benachbarten Gleichgewichtszustand zu gelangen.

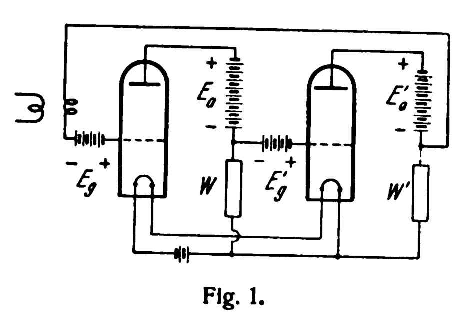


Fig. 1.

Der Übergang von der labilen Gleichgewichtslage in eine der stabilen Gleichgewichtslagen geht sprunghaft vor sich. Dennoch vollzieht sich der Vorgang nicht unendlich schnell. Die Wirkungsweise der Röhren läßt bereits eine solche Annahme nicht zu. Im Vergleich zu dem Einfluß, welchen die Kapazität der Leitungen ausübt, kann jedoch die Zeitdauer des Vorganges innerhalb der Röhren noch vernachlässigt werden. Sobald den Widerständen W und W' Kapazitäten parallel gelegt werden, kann der Vorgang beliebig verlangsamt werden.

Wir ersetzen nunmehr eine der Gitterbatterien durch einen Kondensator (vgl. auch Friedländer, Archiv f. Elektrotechnik **16**, S. 279, 1926). In Fig. 2 ist an die Stelle der Gitter-

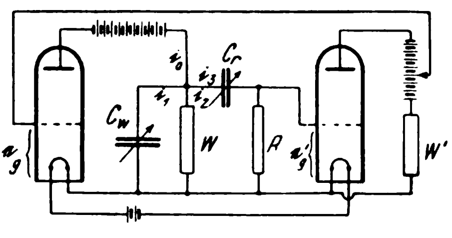


Fig. 2.

batterie E_g' der Kondensator C_r gesetzt, und an Gitter und Kathode der zweiten Röhre ein Ableitungswiderstand R gelegt. Daß eine solche Anordnung Schwingungen ausführen kann, ist leicht einzusehen. Bei den sprunghaften Änderungen von Strom und Spannung verhält sich der Kondensator C_r wie eine Batterie, indem er die Spannung, welche er vor dem Sprung besaß, festhält. Sodann aber

[1]) Ann. d. Physique **12**, S. 237, 1919.
[2]) The Radio Review **I**, S. 145, 1919.
[3]) „ „ „ **I**, S. 317—329, 1920.

vollzieht der Auf- und Entladevorgang durch den Widerstand R gerade die Operation, welche wir zuvor an der Gitterbatterie E_g ausführten. Gehen wir von einem labilen Gleichgewichtszustand $k k' > 1$ des Systems aus, so wird der Kondensator C_r dieselbe Spannung besitzen wie der Widerstand W. Wir nehmen an, daß das System in die stabile Lage $k k' < 1$ in der unteren Krümmung der Charakteristik des zweiten Rohres springt, indem das Gitter eine negative Ladung erhält. Der Anodenstrom im zweiten Rohr wird hierbei einen kleineren Wert, im ersten Rohr einen größeren Wert erhalten. Der Spannungsabfall am Widerstand W hat sich entsprechend der negativen Spannung am Gitter des zweiten Rohres vergrößert. Die weitere Aufladung des Kondensators C_r durch den Widerstand R setzt das Verstärkersystem in Bewegung, bis eine Gleichgewichtslage $k k' = 1$ erreicht ist. Sodann erfolgt ein Sprung in die stabile Gleichgewichtslage $k k' < 1$ in der oberen Krümmung der Charakteristik des zweiten Rohres, indem das Gitter positiv wird, und der Widerstand W einen kleineren Spannungsabfall erhält, so daß eine Entladung des Kondensators C_r einsetzt, usw.

Wir untersuchen die Wirkung eines dem Widerstand W parallel gelegten Kondensators C_w. Bei Zunahme der Kapazität werden die sprunghaften Veränderungen von Strom und Spannung zum Verschwinden gebracht werden, aber die Schwingung wird nicht für beliebig große Werte dieser Kapazität aufrecht zu erhalten sein, indem die Zeitkonstante $C_r R$ sich geltend macht. Die lineare Theorie gibt nach dieser Richtung hinreichenden Aufschluß. Für Schwingungen kleiner Amplitude ergeben sich aus Fig. 2 die Beziehungen

$$\begin{aligned} \mathfrak{e}_g &= \frac{1}{D'} \frac{W'}{W' + R_i'} \mathfrak{e}_g' = k' \mathfrak{e}_g' \\ \mathfrak{e}_g S &- \frac{\mathfrak{e}_a}{R_i} = \mathfrak{i}_a \\ \mathfrak{e}_g &= k' \mathfrak{e}_g' = k' R \mathfrak{i}_3 \\ \mathfrak{e}_a &= \frac{\mathfrak{i}_1}{C_w n} = \mathfrak{i}_2 W = \mathfrak{i}_3 \left(\frac{1}{C_r n} + R\right), \quad n = -\delta + i\omega \\ \mathfrak{i}_a &= \mathfrak{i}_1 + \mathfrak{i}_2 + \mathfrak{i}_3 \end{aligned} \tag{5}$$

Setzen wir die Werte von $\mathfrak{e}_g$, $\mathfrak{e}_a$, $\mathfrak{i}_a$ in die zweite Gleichung ein, so erhalten wir

$$\mathfrak{i}_3 k' R S - \frac{\mathfrak{i}_3}{R_i}\left(R + \frac{1}{C_r n}\right) = \mathfrak{i}_1 + \mathfrak{i}_2 + \mathfrak{i}_3 \tag{6}$$

Die Elimination von $\mathfrak{i}_1$ und $\mathfrak{i}_2$ aus der vierten Zeile liefert die Gleichung.

$$\left(C_w n + \frac{1}{W} + \frac{1}{R_i}\right)\left(R + \frac{1}{C_r n}\right) = R S k' - 1 \tag{7}$$

oder

$$C_w R n^2 + \left[R\left(\frac{1}{W} + \frac{1}{R_i}\right) + \frac{C_w}{C_r} + 1 - R S k'\right] n + \frac{1}{C_r}\left(\frac{1}{W} + \frac{1}{R_i}\right) = 0 \tag{8}$$

Die Gleichung stellt eine ungedämpfte Schwingung dar, wenn

$$R\left(\frac{1}{W} + \frac{1}{R_i}\right) + \frac{C_w}{C_r} + 1 = R S k' \tag{9}$$

Die Frequenz dieser Schwingung ist gegeben durch die Gleichung

$$w^2 = \frac{1}{C_r R} \cdot \frac{1}{C_w}\left(\frac{1}{W} + \frac{1}{R_i}\right) \tag{10}$$

und daher durch die Zeitkonstanten der beiden Systeme aus Kapazität und Widerstand bestimmt. Als Bedingung für das Anlaufen von Schwingungen finden wir

$$\left(\frac{1}{W} + \frac{1}{R_i} + \frac{1}{R}\right) + \frac{C_w}{C_r R} < S k' \tag{11}$$

Entsprechend der in (2) eingeführten Größe setzen wir

$$\frac{1}{D} \frac{1}{1 + R_i\left(\frac{1}{W} + \frac{1}{R}\right)} = k \tag{12}$$

so daß (11) geschrieben werden kann.

$$\frac{C_w}{C_r} < R S \left(k' - \frac{1}{k}\right) \tag{13}$$

Als notwendige Bedingung für das Entstehen von Schwingungen ergibt sich $k k' > 1$. Diese Bedingung ist aber nicht hinreichend, und es kann stets durch Vergrößern von C_w oder Verkleinern von C_r erreicht werden, daß der Gleichgewichtszustand stabil wird. Umgekehrt werden beim Verkleinern von C_w oder Vergrößern von C_r die Schwingungen anlaufen. Es ist aber keineswegs notwendig, daß die Schwingungsamplitude von kleinsten Werten her kontinuierlich wächst. Springt die Amplitude auf einen endlichen Wert an, so wird sie bei Vergrößerung von C_w oder Verkleinerung von C_r an einem bestimmten Punkte abreißen. Diese Erscheinungen können aus der gegebenen Theorie nicht gefolgert werden, sind aber aus der Theorie der gewöhnlichen Röhrenschwingungen her bekannt. Werden die Batteriespannungen und die Vorspannung des Gitters am zweiten Rohr so eingestellt, daß ein Abreißen der Amplitude nicht eintritt, so besitzt die Anordnung vor dem Einsetzen der Schwingungen Dämpfungsreduktion bis zu den kleinsten Amplituden. Unter dieser Bedingung sind auch bei kleinem C_w und großem C_r kleine sinusförmige Schwingungen möglich, sobald $k k'$ sehr nahe bei 1 liegt. Das Aussetzen der Schwingungen gibt eine genaue Abgleichung für $k k' = 1$.

Ist $k k'$ wesentlich größer als die Einheit, so werden bei abnehmendem C_w oder wachsendem C_r sehr starke Rückkopplungen erzeugt, wie sie bei gewöhnlichen Röhrengeneratoren nicht herstellbar sind. Die sprunghaften Änderungen der Amplitude rufen einen oberschwingungsreichen Strom hervor. Die Frequenz bleibt hinter der durch die Formel (10) gegebenen zurück. Um diese Vorgänge analytisch darzustellen, ist die Krümmung der Charakteristiken zu berücksichtigen und auf die Aufstellung einer Differentialgleichung zurückzugreifen. Aus der Gleichung (8) ist bereits zu erkennen, daß diese Differentialgleichung nur dann eine einfache Form erhält, wenn die Anodenrückwirkung am ersten Rohr vernachlässigt wird, und die Charakteristik des zweiten Rohres als gerade Linie angenommen wird. Die Annahmen sind annähernd erfüllt, wenn der Widerstand W klein gewählt wird und die notwendige Verstärkung nur durch die zweite Röhre hervorgebracht wird. Besteht C_w nur aus der Leitungs- und Röhrenkapazität, so muß auch die dem Widerstand W' parallele Leistungskapazität berücksichtigt werden. Hiervon sehen wir im folgenden ab und führen vielmehr in die Rechnung die Selbstinduktion der Zuleitungen des Kondensators

C_r ein, welche Herr van der Pol jr. in einer kürzlich erschienenen Arbeit[4]) berücksichtigen zu müssen glaubt, und erhalten die Gleichungen

$$\begin{aligned} i_a &= f(e_g) = i_1 + i_2 + i_3 \\ e_g &= k' R\, i_3 \\ \frac{1}{C_w}\int i_1\,dt &= i_2 W = L\frac{di_3}{dt} + R\, i_3 + \frac{1}{C_r}\int i_3\,dt \end{aligned} \tag{14}$$

Der Nullpunkt der Spannung e_g werde zufolge der zweiten Gleichung so gewählt, daß i_3 proportional e_g wird. Aus der dritten Zeile ergibt sich zunächst

$$i_1 = C_w L \frac{d^2 i_3}{dt^2} + C_w R \frac{di_3}{dt} + \frac{C_w}{C_r} i_3$$

$$f(e_g) = C_w L \frac{d^2 i_3}{dt^2} + \left(\frac{L}{W} + C_w R\right)\frac{di_3}{dt} + \left(\frac{R}{W} + \frac{C_w}{C_r} + 1\right) i_3 + \frac{1}{C_r W}\int i_3\,dt$$

unter Anwendung der zweiten Zeile in (14)

$$\left.\begin{aligned} L C_w \frac{d^3 e_g}{dt^3} + \left(\frac{L}{W} + C_w R\right)\frac{d^2 e_g}{dt^2} + \left(\frac{R}{W} + \frac{C_w}{C_r}\right. \\ \left. + 1 - R k' f'(e_g)\right)\frac{de_g}{dt} + \frac{e_g}{C_r W} = 0 \end{aligned}\right\} \tag{15}$$

Betrachten wir den Ausdruck $\frac{L}{W} + C_w R$ unter der Voraussetzung, daß C_w aus der Röhrenkapazität besteht. Da an dem Widerstand W zwei Elektrodenkapazitäten liegen, so wird C_w nicht unter 9 cm $= 10^{-11}$ Farad betragen. Für R nehmen wir $10^5\ \Omega$ an, $W = 10^4\ \Omega$ und L (nach van der Pol jr.) $= 10$ cm $= 10^{-8}$ *Hy*. Daraus ergibt sich für das Verhältnis $L : C_w R W$ der Wert 10^{-6}. Es ist daher L gegen $C_w R W$ zu vernachlässigen. Ebenso zeigt man, daß das Glied $L C_w \frac{d^3 e_g}{dt^3}$ in Fortfall kommt, so daß die Selbstinduktion L keinen Einfluß ausübt.[5]) Außerhalb der Amplitudensprünge kann auch C_w vernachlässigt werden. Die Gleichung (15) geht sodann über in

$$dt = C_r W \frac{de_g}{e_g}\left(R k' f'(e_g) - \frac{R}{W} - 1\right) \tag{16}$$

diese gibt den Auf- und Entladevorgang des Kondensators C_r wieder. Die Bedingung

$$\frac{dt}{de_g} = 0 \quad \text{oder} \quad k' f'(e_g) = \frac{1}{W} + \frac{1}{R} \tag{17}$$

liefert die Sprungstellen $k k' = 1$, wie man sich leicht überzeugt ($R_i = \infty$).

[4]) Jahrbuch d. drahtl. Telegr., Bd. **28**, 178—184, 1926.

[5]) Anmerkung bei der Korrektur:
Dieser offensichtliche Irrtum ist bereits berichtigt worden. Herr van der Pol gibt in einer zweiten Arbeit über den Gegenstand an, Herr Roosenstein habe ihn darauf aufmerksam gemacht, daß die Elektroden-Kapazitäten der Selbstinduktion der Zuleitung numerisch vorangehen (Tijdschrift van het Nederlandsch Radiogenootschap Bd. 3, Heft 3—4, Febr. 1927; diese Zeitschrift ist mir nicht zugänglich). Nach meinem Urteil handelt es sich aber nicht nur um ein „numerisches" Versehen. Denn die Zeitkonstante $C_w W$, welche für die Zeitdauer des Sprunges maßgebend ist, liegt in der Größenordnung 10^{-7} sec, die Zeitdauer der Elektronenbewegung innerhalb der Röhre hat die Größenordnung 10^{-9} sec, während die „zur Erklärung der Aufrechterhaltung der Schwingungen" von Herrn van der Pool angegebene Zeitkonstante $L : R$ sich zu 10^{-13} berechnet. Man vergleiche insbesondere den gesperrt gedruckten Absatz in ds. Jahrb. Bd. **28**, S. 183, 1926.

Die gegebene lineare Theorie dehne ich auf gekoppelte Kreise aus. Ein Schwingungskreis (L_2, R_2, C_2) von geringer Dämpfung werde über einen koppelnden Kondensator C_{12} an die Kapazität C_w geschaltet (Fig. 3). An die Stelle von $C_w n$ ist zu setzen:

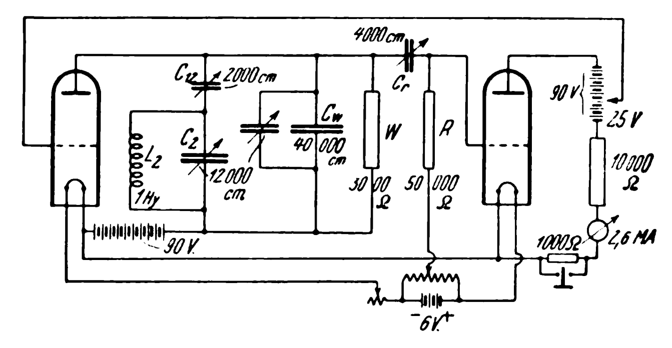


Fig. 3.

$$C_w n + \cfrac{1}{\cfrac{1}{C_{12} n} + \cfrac{1}{C_2 n + \cfrac{1}{L_2 n + R_2}}} \tag{18}$$

oder

$$C_w n + C_{12} n \frac{C_2 n (L_2 n + R_2) + 1}{(C_2 + C_{12}) n (L_2 n + R_2) + 1} \tag{19}$$

Nach Einführung der Größen

$$C_w + C_{12} = C_w' \quad \text{und} \quad C_2 + C_{12} = C_2'$$

folgt die Umformung

$$C_w' n - \frac{C_{12}^2 n^2 (L_2 n + R_2)}{C_2' L_2 n_2 + C_2' R_2 n + 1} \tag{20}$$

Diesen Ausdruck in die Gleichung (7) eingesetzt, liefert:

$$\left.\begin{aligned} \left[\left(C_w' n + \frac{1}{W} + \frac{1}{R_i}\right)\left(R + \frac{1}{C_r n}\right) + 1 - R S k'\right] \\ (C_2' L_2 n^2 + C_2' R_2 n + 1) = C_{12}^2 n^2 (L_2 n + R_2)\left(R + \frac{1}{C_r n}\right) \end{aligned}\right\} \tag{21}$$

Das rechtsstehende Glied zeigt, daß es sich um eine Zusammensetzung aus einer elektrischen Kopplung und einer Widerstandskopplung handelt. Eine solche Kopplung ist in meiner Arbeit in der Zeitschrift für Physik behandelt.[6]) Die Voraussetzungen sind, daß die Kopplung lose ist, und daß nur die Umgebung der Resonanz betrachtet wird. Die Gleichung (21) nimmt die Gestalt an

$$(n^2 + 2 h_1 n + \gamma_1^2)(n^2 + 2 h_2 n + \gamma_2^2) = (2 h \gamma)^2 c^2 \tag{22}$$

in welcher c eine komplexe Größe bedeutet und h und γ Dämpfung und Eigenschwingung eines dritten Kreises. Diese willkürlichen Größen h und γ habe ich eingeführt, um den Entwicklungen eine symmetrische Form in bezug auf beide Kreise zu geben [Z. f. Ph. Bd. **24**, 367, Gleichung (11)]. Betrachtet man aber eine bestimmte Abhängigkeit, und zwar im folgenden den Verlauf der Frequenz ω und der Rückkopplung $-h_1$ in Abhängigkeit von der Verstimmung $\gamma_2 - \gamma_1$ des Sekundärkreises, so sind diese Größen zweckmäßig zu spezialisieren. Wir setzen [Z. f. Ph. Bd. **24**, 387, Gl. (1)]

$$h = h_2, \qquad \gamma = \gamma_1 \tag{23}$$

[6]) Zs. f. Phys. Bd. **19**, 246—270, 1923. Man vergleiche auch meine „Bemerkung" im Jahrbuch Bd. **28**, 138, 1926. Außerdem ist noch anzumerken Zs. f. Phys. Bd. **24**, 367, 368, Abs. b, 387, Abs. f.

Für Selbsterregung ergibt sich die Beziehung [Z. f. Ph. Bd. **24**, 388, Gl. (5)].

$$1 + i\,(v - y) = \frac{a + b\,i}{r - c\,i} \qquad i = \sqrt{-1} \tag{24}$$

in welcher die einzelnen Größen folgende Bedeutung haben:

$$\left.\begin{aligned} y &= \frac{\gamma_2 - \gamma_1}{h_2}, \quad r = -\frac{h_1}{h_2}, \quad v = \frac{\omega - \gamma_1}{h_2} \\ a + b\,i &= c^2 = \left(1 - i\,\frac{1}{C_r\,R\,\gamma_1}\right)\frac{C_{12}^2}{C_w'\,C_2'}\left(\frac{\pi}{\vartheta_2}\right)^2 \end{aligned}\right\} \tag{25}$$

ϑ_2 bedeutet das logarithmische Dekrement des Sekundärkreises für die Primärfrequenz γ_1. Es ist zu beachten, daß γ_1 von der veränderlichen Größe R_i abhängt. Dieser Einfluß kann, wie erwähnt, dadurch herabgesetzt werden, daß W klein gemacht wird. Auch darf die Rückkopplung nicht zu fest sein, damit die Primärfrequenz näherungsweise durch die Formel (10) gegeben ist.

Die Beziehung (24) habe ich geometrisch gedeutet [Z. f. Ph. Bd. **24**, 388 (Fig. 15)]. Die Abhängigkeit zwischen r und v ist durch einen Kreis gegeben (Fig. 4), welcher durch den Koordinaten-Nullpunkt geht und den Punkt $\left(-\frac{b}{2}, \frac{a}{2}\right)$ zum Mittelpunkt hat. Dieser Kreis schneidet die v-Achse in einem zweiten Punkte $(0, -b)$, welcher zum Mittelpunkt eines Strahlbüschels gemacht wird. Der einzelne von S ausgehende Strahl schneide die Gerade $r = 1$ im Punkte P_1 und den Kreis zum zweitenmal im Punkte P_2, so wird die Projektion der Strecke $P_1 P_2$ auf die v-Achse den zu P_2 (v, r) gehörigen Wert $(y + b)$ liefern. Sobald y bekannt ist, sind die physikalischen Abhängigkeiten der Verstimmung und Rückkopplung (y, r) und der Verstimmung und Frequenz (y, v) konstruierbar. Die Schnittpunkte Q_1 und Q_2 der Geraden $r = 1$ mit dem Kreis (Fig. 4) liefern zwei besondere

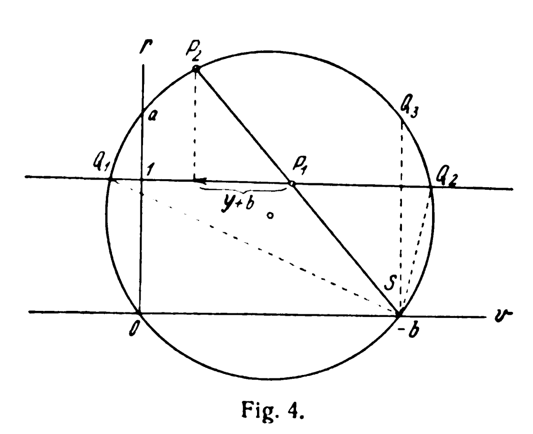


Fig. 4.

Strahlen SQ_1 und SQ_2, insofern als sie beide die Werte $r = 1$ und $y + b = 0$ erzeugen. Die (y, r) Kurve hat somit einen Doppelpunkt. Es gibt aber noch einen dritten Strahl, für welchen $y + b = 0$ wird, nämlich das Lot SQ_3 auf der v-Achse, welchem $r = a$ entspricht. Es gehören also zu jedem Wert von y drei Werte von r. Aus der letzten Gleichung in (25) folgt, daß für die untersuchte Anordnung a stets positiv und b stets negativ ist. Daher sind in Fig. 4 die Werte $-b = 2$ und $a = \frac{3}{2}$ gewählt. Der Durchmesser des Kreises berechnet sich zu $\frac{5}{2}$. Maximum und Minimum von r liegen daher bei 2 und $-\frac{1}{2}$, hingegen für v bei $\frac{9}{4}$ und $-\frac{1}{4}$.

In Fig. 5a und 5b ist die Rückkopplungskurve und die

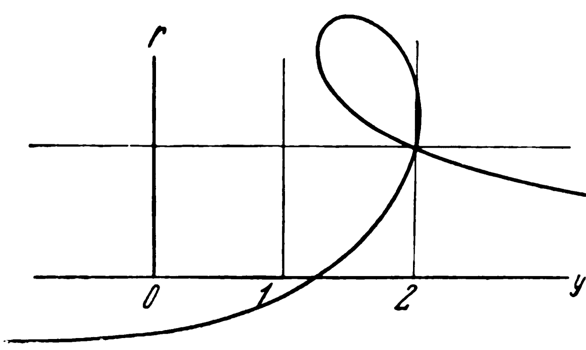


Fig. 5a.

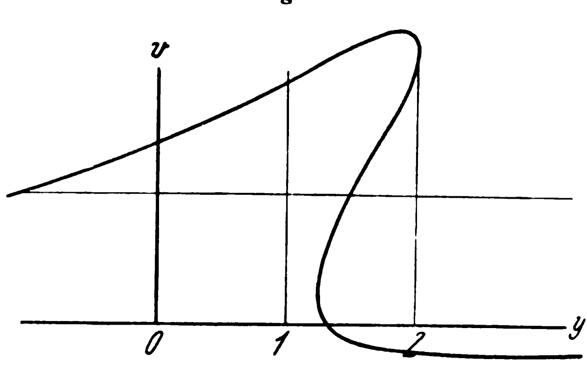


Fig. 5b.

Frequenzkurve gezeichnet. Man bemerkt eine Verschiebung und Drehung der Schleife. Daraus ergibt sich auch, daß der Frequenzunterschied beim Springen von der höheren zur tieferen größer ist, als beim Sprung von der tieferen zur höheren Frequenz. Bei zunehmender Kopplung zwischen den Systemen wird dieses Verhalten noch deutlicher. Vor dem Rückkehrpunkt stimmt die höhere Frequenz mit der Eigenschwingung des Schwingungskreises überein, nach dem Frequenzsprunge wird nahezu die primäre Frequenz erhalten (Fig. 5b). Aus Fig. 5a wird ersichtlich, daß die höhere Frequenz infolge der Schleifendrehung fast bis zum Rückkehrpunkt der Schleife die stärkere Rückkopplung besitzt und der Rückkehrpunkt schon bei geringen Rückkopplungen erreicht werden kann. In Fig. 3 sind noch einige Versuchsdaten eingetragen. Die verwendeten Röhren waren Telefunken-Röhren *RE* 83 mit Thoriumfaden.

Zusammenfassung.

Die bekannte Wirkungsweise des „Multivibrateur" wird erläutert, die Labilität der Gleichstromlage durch eine divergierende unendliche Reihe dargestellt. Der Einfluß von Kapazitäten, welche den Anodenwiderständen parallel geschaltet sind, wird näher untersucht. Es zeigt sich, daß die selbsterregte Schwingung auf jede gewünschte Rückkopplung eingestellt werden kann, es ist aber auch je nach dem Wert der Gittervorspannung möglich, daß die Amplitude abreißt bzw. auf einen endlichen Wert anspringt. Die Kopplungstheorie des Systems wird entwickelt und gezeigt, daß diese bei loser Kopplung unter die allgemeine Theorie fällt. Eine früher gegebene geometrische Konstruktion wird genauer beschrieben.

(Eingegangen am 25. Februar 1927.)

Über die einem Empfänger durch Erdung zugeführte Energie.

Von **Angelika Székely.**

Mitteilung No. 50 aus dem physikalischen Institut der Universität Graz.

Da es schwer festzustellen ist, wie weit die Erscheinungen, die bei Anschluß eines Empfängers an eine Erdleitung auftreten, in Fachkreisen bekannt sind, möchte ich an dieser Stelle von einigen diesbezüglichen Messungen im Feld des Grazer Telephoniesenders (400 m Wellenlänge) in 950 m Entfernung von diesem berichten.

1. Beim Empfang mit einer Hochantenne läßt sich bei quantitativen Messungen der Empfangsstromstärke ein nicht ohne weiteres erklärbarer Unterschied je nach der verwendeten Erdung feststellen. Ich bestimmte die Resonanzstromstärke infolge des vom Grazer Sender (etwa 5 A in der ca. 20 m hohen Sendeantenne) ausgestrahlten Feldes in der 950 m weit vom Sender entfernten Hochantenne des physikalischen Instituts. Diese etwa 28 m hohe T-Antenne wurde über eine kleine Selbstinduktion und einen Drehplattenkondensator, der zur Abstimmung diente, über ein Thermoelement einmal an die Wasserleitung und ein zweites Mal an die Gasleitung angeschlossen und in beiden Fällen wurde mittels des Thermoelementes die Resonanzkurve aufgenommen. Es ergab sich im Fall der Wasserleitung ein Dämpfungsverhältnis 0,492 bei einer Resonanzstromstärke (hervorgerufen durch die Trägerwelle) von $5{,}8 \cdot 10^{-3}\,A$ und im Fall der Gasleitung ein Dämpfungsverhältnis 0,303 bei einer Resonanzstromstärke von $12{,}0 \cdot 10^{-3}\,A$. Die in beiden Fällen im Empfangssystem wirksamen Spannungen verhalten sich also wie

$$0{,}492 \cdot 5{,}8 : 0{,}303 \,.\, 12{,}0 = 1 : 1{,}28,$$

die aufgenommenen Energiemengen wegen der im Fall der Gasleitung stark reduzierten Dämpfung wie 1 : 2,62. Würde vom Empfangssystem nur mittels der Hochantenne Energie aus der Luft aufgenommen werden, so müßten die wirksamen Spannungen für beide Erdanschlüsse gleich sein, die Energiemengen müßten sich wie 1 : 1,62 verhalten. Die starke Abweichung der gemessenen Werte ist nur durch die Annahme einer zweiten außerhalb der Antenne wirksamen Energiequelle zu erklären.

2. Noch deutlicher als die Messungen mit der Hochantenne sprechen die mit der geerdeten Rahmenantenne für das Vorhandensein einer Energiequelle außerhalb der Antenne. Die in einer unsymetrisch[1]) geerdeten Rahmenempfangsanordnung auftretenden Spannungen für verschiedene Stellungen des Rahmens, sind grundverschieden von den mit der ungeerdeten Anordnung erhaltenen, und weichen auch untereinander stark ab je nach der verwendeten Erde und vor allem sind sehr auffällige Unterschiede für ein und dieselbe Anordnung von Tag zu Tag, ja oft von Stunde zu Stunde zu konstatieren. Eine Erklärung sowie einige Messungsbeispiele werden im folgenden gegeben. Die Erscheinungen lassen sich deuten, wenn man eine Zusatzspannung zu der aus dem Luftfeld im Rahmen induzierten als wirksam annimmt.

Ein horizontales magnetisches Wechselfeld $H_0 \cos \omega t$ induziert in einem Rahmen mit der vertikalen Windungsfläche F die Spannung

$$F \omega H_0 \sin \omega t \sin \varphi \quad \text{oder} \quad V_0' \sin \omega t \sin \varphi,$$

wenn V_0' für $F \omega H_0$ gesetzt wird und φ den Winkel bedeutet, den die Rahmenebene mit der Richtung des Magnetfeldes einschließt. Wir betrachten nun das Resultat der Überlagerung einer Spannung, die gegen die aus dem Luftfeld eingeprägte Spannung eine Phasenverschiebung ψ besitzt; sie werde mit $V_0'' \sin(\omega t + \psi)$ bezeichnet. Die den Strom im Rahmenkreis bestimmende Spannung ist also

$$V_0' \sin \omega t \sin \varphi + V_0'' \sin(\omega t + \psi)$$
$$= (V_0' \sin \varphi + V_0'' \cos \psi) \sin \omega t + V_0'' \sin \psi \cos \omega t,$$

d. h. eine sinusförmige Wechselspannung mit der Amplitude

$$a = \sqrt{(V_0' \sin \varphi + V_0'' \cos \psi)^2 + V_0''^2 \sin^2 \psi}.$$

Zeichnet man die durch diese Gleichung dargestellten Kurven (mit φ als Abszisse, a als Ordinate) für verschiedene V_0', V_0'', ψ, so erhält man Kurven sehr verschiedenen Aussehens, je nach den relativen Werten von V_0' und V_0'' und nach der Größe von ψ. Wenn $\psi = 0$ und $V_0'' = 0$ ist, erhält man die normalen Kurven, die für die ungeerdete Anordnung erhalten werden, d. h. $a = 0$ für $\varphi = 0°$ u. 180° und gleiche maximale Werte von a für $\varphi = 90°$ u. 270°. Ist $\psi = 0$, V_0'' aber von Null verschieden, so liegen die Minima von a nicht mehr bei 0° und 180° sondern bei

$$\varphi = \arcsin\left(-\frac{V_0''}{V_0'}\right)$$

und die Maximalwerte von a bei 90° u. 270° sind verschieden. Sobald außer V_0'' auch ψ von Null verschieden ist, wird in keiner Rahmenstellung mehr $a = 0$, man hat sogenannte verwaschene Minima; bezeichnet der Index bei a die Rahmenstellung, so gilt in diesem Falle $a_0 = a_{180} = V_0''$,

$$a_{90} = \sqrt{(V_0'' \cos \psi + V_0')^2 + (V_0'' \sin \psi)^2}$$

und $$a_{270} = \sqrt{(V_0'' \cos \psi - V_0')^2 + (V_0'' \sin \psi)^2}$$

und der Minimalwert von a beträgt $V_0'' \sin \psi$, er tritt ein für $\varphi = \arcsin\left(-\frac{V_0''}{V_0'} \cos \psi\right)$, d. h. für zwei Winkel φ, so lange $V_0'' \cos \psi < V_0'$. Wenn aber $V_0'' \cos \psi > V_0'$ ist, so hat die Kurve nur ein Minimum bei 270°.

Diese Folgen der Überlagerung einer Wechselspannung konstanter Amplitude beliebiger und für alle Rahmenstellungen gleicher Phase über die mit der Rahmenstellung veränderliche dem Rahmen aus dem Luftfeld zugeführte Spannung sind im allgemeinen bekannt[2]) — man kombiniert z. B. eine Linear-Antenne mit einem Rahmen, um mit diesem einen einseitig gerichteten Empfang zu erhalten[3]) —, sie bilden aber auch die Erklärung für die mannigfachen Erscheinungen, die beim Empfang mit einer geerdeten Rahmenantenne auftreten. Darum habe ich in der Fig. 1 zur Veranschaulichung der verschiedenartigen Kurven, die beim Rahmenempfang erhalten werden, solche Kurven, wie sie sich theoretisch für den Fall $V_0'' = 1$, $\frac{V_0''}{V_0'} = 2$ für verschiedene Werte von ψ ergeben, gezeichnet. Zu jeder

[1]) d. h. die Stelle, die mit der Erde verbunden ist, liegt unsymmetrisch bezüglich der Enden der Rahmenwicklung.

[2]) H. Hoffmann, Jahrb. f. drahtl. Tel. **16**, 54, 1920 und R. Feldtkeller, ebenda **24**, 1, 1924.

[3]) F. Ollendorff, Die Grundlagen d. Hochfrequenztechnik, Springer 1926, p. 575.

Kurve ist der dazugehörige Wert von ψ dazugeschrieben. Es ist zu ersehen, daß namentlich in dem Bereich für

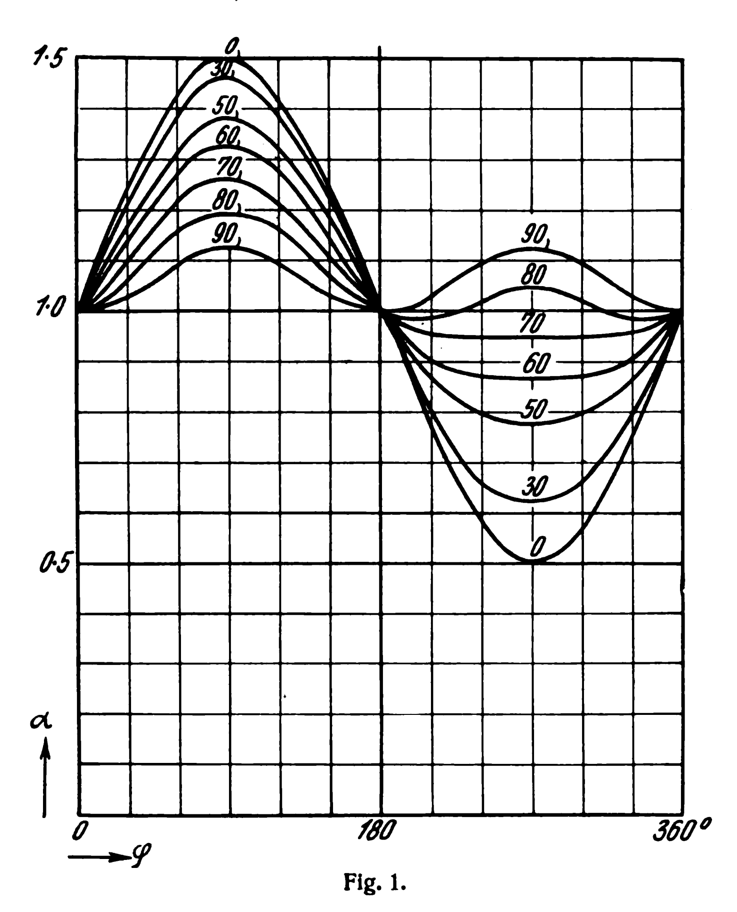


Fig. 1.

$\psi = 60$ bis $80°$ die Kurvengestalt schon durch geringe Änderungen von ψ merklich verändert wird, und zwar die rechte Hälfte der Kurven stärker als die linke. Geringe Schwankungen von $\frac{V_0''}{V_0'}$ und von ψ können also starke Unregelmäßigkeiten der gemessenen Kurven zur Folge haben.

Die im folgenden besprochenen Messungen wurden mit einer unsymmetrisch geerdeten Rahmenantenne erhalten, die in einem Zimmer des physikalischen Instituts aufgestellt war. Die Enden der 4 Windungen einer Rahmenantenne (Quadrat von 120 cm Seitenlänge, also Windungsfläche $F = 5{,}76$ m²) waren über je eine kleine Selbstinduktion an einen Drehplattenkondensator, dessen Feinregulierung die Einstellung auf Resonanz mit dem Grazer Sender ermöglichte, angeschlossen. Mit den Selbstinduktionen war eine an den Gitterkreis der ersten Röhre eines Drei-Röhren-Hochfrequenzverstärkers angeschlossene kleine Selbstinduktion lose gekoppelt. Im Anodenkreis der letzten Röhre lag ein Zeiger-Milli-Ampèremeter, das die durch die Schwingungen im Rahmenkreis hervorgerufenen Änderungen des Anodenstromes abzulesen gestattete. Die Eichung geschah mittels eines Hilfssenders, der ein bekanntes Feld im Rahmen erzeugte. Der Ausschlag des Milli-Ampèremeters war für schwache Felder (etwa bis 4,2 Mikro-Gauß) dem Feld proportional, für stärkere Felder waren kleine Abweichungen vorhanden. Um die Empfindlichkeit der Anordnung, die wiederholt nachgeprüft wurde, zu charakterisieren, sei angegeben, daß ein Feld mit der Amplitude $H_0 = 1$ Mikro-Gauß, welches eine Spannungs-Amplitude von 0,0027 Volt im Rahmen erzeugte, den Anodenstrom um etwa $1{,}7 \cdot 10^{-4}$ A erniedrigte.

Ich verfuhr bei der Messung in der Weise, daß ich zunächst für die ungeerdete Anordnung die Ausschläge des Milli-Ampèremeters für verschiedene Rahmenstellungen notierte (ich drehte dabei den Rahmen etwa von 10° zu 10°), dann wiederholte ich dasselbe, wenn entweder die Gasleitung oder die Wasserleitung an das eine Ende des Kondensators angeschaltet war. Fig. 2 enthält als Beispiele

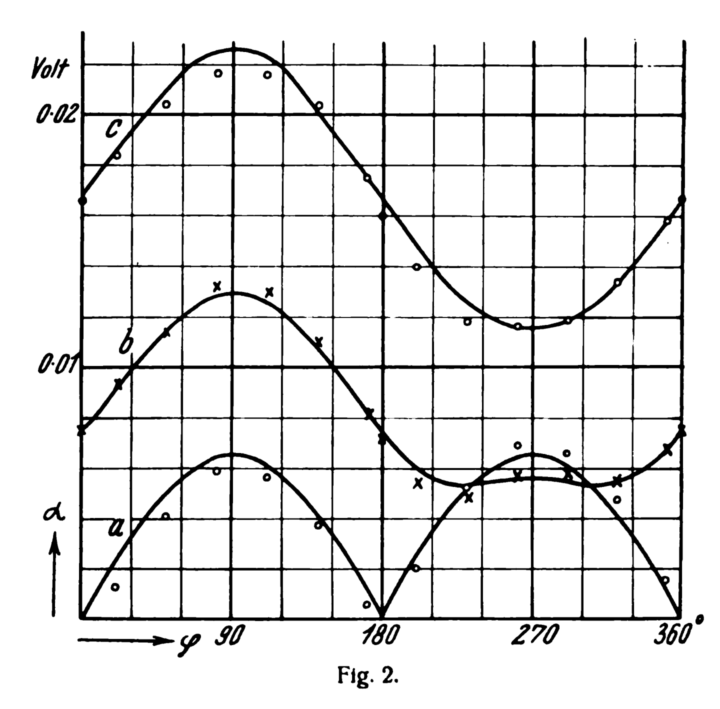


Fig. 2.

die am 8. März 1926 um 18 Uhr 30 Minuten gemessenen Werte (Abszissen die Rahmenstellung, Ordinaten die treibende Spannung im Resonanzkreis) und zwar wurden die Punkte bei a ohne Erdung des Rahmens gemessen, bei b mit der Gasleitung als Erde, bei c mit der Wasserleitung als Erde. Die Punkte a weichen nur wenig von der ausgezogenen Kurve a ab, welche die Relation $a = 0{,}0066 \sin \varphi$ darstellt. Dem reinen Rahmeneffekt war nur ein sehr geringer Störeffekt überlagert, was auch bei den später wiedergegebenen Messungen durchaus der Fall war. Man kann also schließen, daß der Maximalwert der Amplitude der aus dem Luftfeld dem Rahmenkreis eingeprägten Spannung 0,0066 Volt betrug, was einer Feldamplitude von 2,4 Mikro-Gauß im Rahmen entsprach. Bei der Auswertung der Messungen b und c muß man bedenken, daß sie wegen der stets vorhandenen Schwankungen der Ausschläge, die für die geerdete Anordnung besonders merklich sind, mit einiger Unsicherheit behaftet sind; ich bin daher so vorgegangen, daß ich den aus der Messung a ermittelten Wert von V_0' der Auswertung der Resultate b und c zugrunde legte. Die Ablesungen für 0° und 180° mittelte ich, um V_0'' zu erhalten; sodann berechnete ich aus dem Ausschlag für 270°: $a_{270} = \sqrt{(V_0'' \cos\psi - V_0')^2 + (V_0'' \sin\psi)^2}$ den Winkel ψ. Aus den Messungen b ergibt sich $V_0'' = 0{,}0075$ Volt und $\psi = 46°$, aus den Messungen c ergibt sich $V_0'' = 0{,}0168$ Volt und $\psi = 31°$. Die aus diesen Werten berechneten Kurven sind die ausgezogenen Linien b, c; mit Rücksicht auf die Schwankungen der Ausschläge kann man diese Kurven als zufriedenstellende Darstellung der gemessenen Punkte ansehen.

Die im Empfänger bei der Rahmenstellung $\varphi = 90°$ umgesetzten Energiemengen verhalten sich für die Fälle a, b, c wie 1 : 3,9 : 12,0 und bei der Rahmenstellung $\varphi = 270°$ wie 1 : 0,7 : 3,1. Man erkennt also, daß in den Fällen b und c



außer der im Fall *a* wirksamen Energiequelle noch eine zweite vorhanden war, die durch den unsymmetrischen Erdanschluß eingeführt wurde.

Wiederholt man die Aufnahmen der Kurven *a*, *b*, *c* an verschiedenen Tagen, so überrascht es einigermaßen, daß zwar V_0', also der reine Rahmeneffekt, nur wenig schwankt, daß aber V_0'' und ψ sehr großen Schwankungen unterliegen. Diese Schwankungen können mitunter so schnell sein, daß die Beobachtungspunkte sich nicht durch eine regelmäßige Kurve verbinden lassen. Dabei ist auch im Auge zu behalten, daß es einen Bereich für die Werte von ψ gibt, für welchen geringe Änderungen schon merkliche Gestaltsänderungen der Kurve zur Folge haben, worauf ich schon früher bei Besprechung der die möglichen Kurvenformen darstellenden Fig. 1 hinwies.

Die folgende Tabelle enthält eine Zusammenstellung einiger im Monat März erhaltener Messungsergebnisse, wobei aber nur Messungen ohne allzu große Schwankungen Aufnahme fanden. Die Zahlen der Tabelle bedeuten der Reihe nach: Den Beobachtungstag, den Strom im Grazer Sender — ich konnte nur das Mittel über den Tag in Erfahrung bringen —, die Amplitude des magnetischen Feldes am Empfangsort (berechnet aus V_0'), sodann die Werte V_0', V_0'', ψ und $\frac{V_0''}{V_0'}$ zuerst für die Messungen mit der Gasleitung und dann für die Messungen mit der Wasserleitung. Die letzte Spalte enthält das Verhältnis der Werte V_0'' für die beiden Erdungen. Dabei ist zu bemerken, daß der zur Erdverbindung benützte Draht bei allen Messungen derselbe blieb und daß ich mich wiederholt überzeugte, daß Dämpfungsänderungen, etwa hervorgerufen durch wechselnde Widerstände an der Erdanschluß-Stelle, keinen fälschenden Einfluß ausübten. Die Eichung der geerdeten Rahmenantennenanordnung mit dem Hilfssender ergab innerhalb der Meßgenauigkeit gleiche Werte wie die Eichung der ungeerdeten Anordnung.

Aus der Tabelle ist folgendes zu entnehmen: Die Schwankungen der Intensität des Luftfeldes, man betrachte die Werte V_0' und H_0, sind nicht erheblich, sie sind wohl durch die Schwankungen des Senders und die Ungenauigkeit der Eichung (die nicht genauer als etwa auf 10% durchführbar war) zu erklären. Es läßt sich daher nicht entscheiden, ob Witterungseinflüsse und dergleichen auf die Feldintensität in einem Zimmer in der Nähe des Senders einen kleinen Einfluß haben. Die Werte der durch die Erdverbindung eingeführten Zusatzspannung V_0'' erleiden viel größere Schwankungen als die von V_0'. Das Verhältnis $\frac{V_0''}{V_0'}$ liegt für die Gasleitung zwischen 1,1 und 2,1 (Mittel 1,4), für die Wasserleitung zwischen 1,7 und 2,9 (Mittel 2,2). Die Phasenverschiebung ψ schwankt unabhängig von V_0'' sehr stark. ψ liegt für die Gasleitung zwischen 0° und 58½° (Mittel 34½°), für die Wasserleitung zwischen 20½° und 39½° (Mittel 24½°).

Denselben Einfluß, den eine direkte Erdung der Rahmenantennenanordnung auf die Empfangsmessungen ausübt, hat auch die als „Antenneneffekt“[4]) oder auch als „Vertikaleffekt“[5]) des Rahmens bezeichnete Erscheinung, die darin besteht, daß eine von der Stellung des Rahmens unabhängige Zusatzspannung durch kapazitive Kopplung irgendwelcher zu den Rahmenenden unsymmetrisch gelegener Empfängerteile mit dem Boden in den Rahmenkreis eingeführt werden.

[4]) H. Hoffmann, Jahrb. d. drahtl. Tel. **16**, 31, 1920.

[5]) D. R. P. 417134, ebenda **26**, 115, 1925.

Tabelle

Beobachtungstag	Strom im Sender in A	H_0 in 10^{-6} Gauß	V_0' in 10^{-3} V	Gasleitung: V_0'' in 10^{-3} V	Gasleitung: ψ in Grad	Gasleitung: $\frac{V_0''}{V_0'}$	Wasserleitung: V_0'' in 10^{-3} V	Wasserleitung: ψ in Grad	Wasserleitung: $\frac{V_0''}{V_0'}$	$\frac{V_0''\text{(Wasserl.)}}{V_0''\text{(Gasl.)}}$
5. 3.	4.6	2.7	7.3	—	—	—	12.6	33½	1.7	—
6. 3.	4.7	2.9	7.8	11.8	50	1.5	18.3	32	2.3	1.55
7. 3.	4.8	3.0	8.1	8.9	43	1.1	—	—	—	—
8. 3. a	4.8	3.0	8.1	10.8	58½	1.3	14.7	20½	1.8	1.36
8. 3. b*)	4.8	2.4	6.5	7.4	46	1.1	16.5	31	2.5	2.21
9. 3.	4.6	2.4	6.5	8.3	0	1.3	14.6	39½	2.2	1.76
13. 3.	4.6	2.8	7.6	7.4	30½	1.5	—	—	—	—
15. 3.	4 7	2.3	6.2	13.3	41	2.1	—	—	—	—
17. 3.	4.8	2.5	6.8	7.2	23	1.1	16.6	25½	2.5	2.31
21. 3.	4.8	2.5	6.8	—	—	—	12.5	23	1.9	—
22. 3.	4.6	2.3	6.2	—	—	—	17.8	23	2.9	—
24. 3.	4.7	2.5	6.5	10.1	19½	1.6	—	—	—	—
					Mittel 34½ ± 6	Mittel 1.4 ±0.11		Mittel 24½ ± 3	Mittel 2.2 ±0.14	

*) 2½ Stunden später als Messung a.

3. Es erhebt sich nun die Frage nach der Natur dieser zweiten Energiequelle, die einerseits zur Erklärung der Verschiedenheiten beim Empfang mit verschieden geerdeter Hochantenne, andererseits zur Erklärung des Auftretens der stark schwankenden Zusatzspannungen V_0'' im direkt oder kapazitiv geerdeten Rahmen herangezogen werden müssen.

Die weit verbreitete Erklärung[6]) der einen dieser Erscheinungen, des Antenneneffektes, als Wirkung des vertikalen elektrischen Feldes der Welle auf den Rahmen — im Gegensatz zur Wirkung des magnetischen Feldes und getrennt von dieser Wirkung — ist jedenfalls unrichtig.[7]) Die Wirkung des elektromagnetischen Wellenfeldes auf den Rahmen besteht eben in der Induktion der früher als V_0' bezeichneten Spannung, deren Auftreten, wie meine Messungen zeigen, durch die Erdung gar nicht geändert wird. Es kann daher die Verhinderung des Antenneneffektes durch einen Käfig von vertikalen Drähten oder offenen Drahtkreisen[8]) auch nicht als Abschirmen des elektrischen Feldes gedeutet werden, ohne daß das magnetische, das den reinen Rahmeneffekt bedinge, dadurch beeinflußt werde. Aus dem Auftreten des ungestörten Rahmeneffektes läßt sich vielmehr nur schließen, daß das elektromagnetische Feld der Welle ungestört in den Käfig eindringt, daß aber die den „Antenneneffekt“ bedingenden Störspannungen abgeschirmt werden.

Es muß also, wie auch aus den Messungen deutlich hervorgeht, die Induktion der Störspannungen sowohl im Fall des direkt oder kapazitiv geerdeten Rahmens wie im Fall der Hochantenne außerhalb der eigentlichen Antenne stattfinden. Es bestehen nun meiner Meinung nach zwei Möglichkeiten: Einmal kann man sich vorstellen, daß eine Induktion des Luftfeldes auf die vertikalen Teile der Erdleitungen stattfindet. — Daß es sich um eine Wirkung der horizontalen Teile nicht gut handeln kann, ersieht man daraus, daß keine wesentliche Änderung der beobachteten Erscheinungen eintritt, wenn verschieden lange horizontale

[6]) vgl. z. B. H. Hoffmann, l. c. p. 54.

[7]) Daher auch die unglückliche Bezeichnung der Erscheinung.

[8]) O. Howe, Electrician **93**, 34, 1924;
R. H. Barfield, Exp. Wirel. & Wirel. Eng. **1**, 570, 1924;
R. L. Smith-Rose & R. H. Barfield, Wirel. World & Rad. Rev. **18**, 61, 1926 (referiert in Phys. Ber. 1926, p. 1085).

Drähte zur Verbindung mit der Erdanschlußstelle verwendet werden. — Gegen diese Auffassung erheben sich aber die größten Bedenken. Denn einerseits kann man sich schwer vorstellen, wie in dem gewissermaßen an das offene Ende dieser vertikalen Antennenteile angeschlossenen Empfänger eine erhebliche Wirkung zustande kommen kann und dann sind die durch die wiedergegebenen Messungen deutlich erwiesenen starken Schwankungen der Zusatzspannungen gar nicht erklärbar, da die vertikalen Teile bis zum Boden unveränderliche Länge und Lage besitzen und das Luftfeld, das die Induktion besorgen soll, bedeutend weniger schwankt als die Störspannungen. Auch kann man sich durch einfache Messungen überzeugen, daß die infolge der Verbindung mit der Erde (Gas-, Wasserleitungen, Nullleiter der Lichtleitung) in das Empfangssystem gelangenden Energiemengen erhebliche Größenunterschiede zeigen, wenn der Anschluß des Empfängers an verschiedene, gleich hoch über dem Boden gelegene Punkte ein und derselben Leitung erfolgt.

Viel naheliegender und wahrscheinlicher als diese Erklärung unter Heranziehung der Wirkung des Luftfeldes auf die Leitungen, die zum Boden führen, scheint mir daher die Annahme zu sein, daß es sich um einen Effekt des elektromagnetischen Wellenfeldes im Boden handelt.

In der Nähe eines Senders dringt ein starkes elektromagnetisches Wechselfeld in den Boden ein, das, je höher die Frequenz ist, desto mehr sich in den oberflächlichen Schichten konzentriert.[9]) Die nicht tief unter der Oberfläche verlegten Leitungen (Wasser-, Gas-, elektrische Leitungen) geraten unter dem Einfluß dieses Feldes in Schwingungen und zwar besonders merklich durch die höheren Frequenzen des Rundfunks. Werden diese Leitungen zur Erdung eines Empfängers verwendet, so wandert vom Erdungspunkt aus Energie aus dem Boden in das Empfangssystem. Es ist nun wahrscheinlich, daß sich stehende Schwingungen auf den Leitungen im Boden und auf den aus dem Boden herausgeführten Teilen ausbilden. Es ist dann natürlich nur bei Anschluß an einen in der Nähe eines Schwingungsbauches liegenden Leitungspunkt eine erhebliche Energiezufuhr zu erwarten. Die starken Schwankungen der Intensität und Phase der Störspannungen können nun qualitativ sehr leicht erklärt werden. Eine Ursache ist die Schwankung des Bodenfeldes infolge der wechselnden Bodenfeuchtigkeit; der quantitative Einfluß dieser Ursache auf die in den Leitungen induzierten Spannungen läßt sich aber nicht gut angeben. Möglicherweise liegen Teile der Leitung so hoch, daß infolge der erhöhten Leitfähigkeit des nassen Bodens eine Konzentration der Stromlinien an der betreffenden Stelle stattfindet; andere Teile aber liegen vielleich so tief, daß die Stromlinien bei Bodennässe von dort verdrängt werden. Ferner besteht in einer Stadt noch eine zweite Ursache, welche die Spannungsverteilung auf den Bodenleitungen ändern kann. Es werden nämlich Maschinen, abgestimmte Radioempfänger und sonstige Leitungen in wechselnder Zahl an die Erdleitungen angeschlossen, wodurch die Intensität und Phase der Schwingungen auf den Leitungen sich ändern muß.

[9]) Heinrich True, Diss. Leipzig 1911.

Zusammenfassung.

In der vorliegenden Arbeit sind Messungen beschrieben, die zeigen, daß durch eine Erdverbindung eines Empfängers stark schwankende nicht durch Induktion auf der Antenne entstehende Zusatzspannungen in den Empfangskreis eingeführt werden. Die Messungen wurden in der Nähe eines Senders ausgeführt und es bleibt festzustellen, ob auch in größeren Entfernungen vom Sender die Energiezufuhr durch die Erdung noch in Betracht kommt gegenüber der Zufuhr von der Antenne. Leider kann ich aus Mangel an einem geeigneten Empfänger diese Messungen jetzt nicht selbst ausführen.

Zur Erklärung der beschriebenen Beobachtungen wird die Anschauung vertreten, daß die durch die Erdverbindung in einen Empfänger eingeführte Energie dem Bodenfeld entstammt, welches die in der Erde verlegten Leitungen, die zur Erdung verwendet werden, in stehende Schwingungen versetzt. Eine gute Stütze erfährt diese Anschauung durch die starken Schwankungen der durch die Erdverbindung eingeführten Energie. — Ist diese Anschauung richtig, so wird man bei der Deutung von Schwankungen der Empfangsintensität in geerdeten Empfängern sehr vorsichtig vorgehen müssen. Man hat zwischen den durch die Änderungen des Luftfeldes verursachten Schwankungen und den durch die Änderung des Bodenfeldes bedingten zu unterscheiden.

(Eingegangen am 17. Januar 1927.)

Zusammenfassender Bericht. Normalfrequenzen und absolute Frequenzmessung.

Von **A. Scheibe.**

Schluß.*)

II.

Frequenzmessung.

a) Hörbare Frequenzen.

Die in Teil I besprochenen Normalsender setzen für ihre Anwendung als Normalfrequenzerzeuger die genaue Kenntnis ihrer Grundfrequenz voraus, da die höheren Frequenzen entweder als Harmonische — so bei Stimmgabelsender, Multivibrator — oder als beliebige Vielfache — so bei der Normaltonskala — in einfacher Weise auf diese Grundfrequenz zurückgeführt werden. Ihren wahren Wert bestimmt man entweder durch Vergleichung mit einem Frequenznormal oder durch eine Absolutmethode.

1. Als Frequenznormale für Grundfrequenzen im hörbaren Bereich dienen geeichte Stimmgabeln, die angenähert den Wert der zu bestimmenden Frequenz haben müssen. Die Frequenzvergleichung erfolgt durch Erzeugung und Auszählung langsamer Schwebungen. Wird die Grundfrequenz durch eine rotierende Maschine erzeugt, so ist deren Frequenz absolut mittels eines Zählwerkes und Chronographen auf wenige Tausendstel Prozent bestimmbar.[17]) Derartig erzeugte Grundfrequenzen können ihrer-

*) I. Teil ds. Jahrbuch. **29**, S. 120, 1927, Heft 4.



seits wieder als Vergleichsnormale dienen, so daß man auf den Besitz einer geeichten Normalstimmgabel nicht unbedingt angewiesen ist.

2. M. Mercier[14]) eichte die Grundfrequenz seines 50-Senders absolut dadurch, daß er dessen Stromkurve mittels eines Elektromagneten mit einem Zeiger auf Rußpapier aufschreiben ließ, auf dem gleichzeitig die Zeitzeichen einer Uhr markiert wurden. Die Markierung dieser Zeichen erfolgte ebenfalls mit Hilfe eines Magneten, der bei jedem durch die Uhr ausgelösten Stromstoß auf dem Papier mit einer Aluminiumnadel einen Ausschlag aufschrieb. Die Stromstöße lieferte ein Dreiröhrenverstärker, dessen erstes Gitter im Takte der Uhrschläge alle 2 sec plötzlich negativ

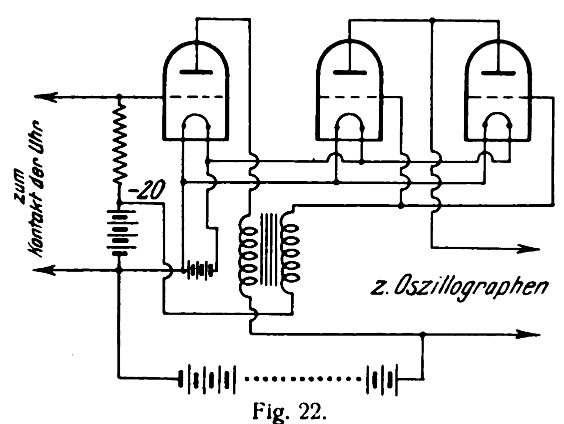


Fig. 22.
Verstärker zur Oszillographen-Einrichtung nach Mercier.

aufgeladen wurde. Die hierzu nötige Verstärkeranordnung ist in Fig. 22 gezeichnet. Das Gitter der ersten Röhre liegt über einen 50 000—100 000 Ω-Widerstand am negativen Pol einer 20 Volt-Batterie. Der Widerstand ist im allgemeinen durch die an der Uhr befindliche, kurzgeschlossene Kondakteinrichtung überbrückt, so daß das Gitter das Potential Null hat. Wird der Kondakt alle 2 sec geöffnet, so wird durch die plötzliche negative Aufladung im Ausgangskreis des Verstärkers ein sehr starker Stromstoß entstehen, der mittels des Elektromagneten die Schreibnadel am Oszillographen in Bewegung setzt. Durch diese automatische Registrierung der Kurve des Wechselstroms und der Zeit war Mercier in die Lage versetzt, jederzeit seine Grundfrequenz auf etwa $1 \cdot 10^{-5}$ genau angeben zu können.

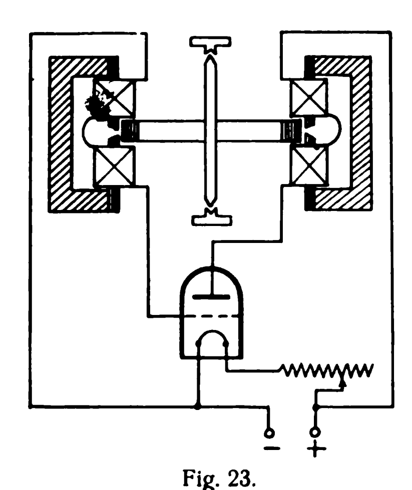


Fig. 23.
Gleichstrommotor nach Eccles und Jordan.

3. Zur absoluten Eichung von Stimmgabeln bedient man sich vielfach des Phonischen Rades. D. Dye[4]) eichte mit dessen Hilfe die 1000-Hertz-Stimmgabel seines Normalsenders. Die Konstruktion des hierzu verwandten Phonischen Rades ist von W. H. Eccles und F. W. Jordan[18]) zuerst angegeben worden, sie ist in Fig. 23 gezeichnet. Das Rad besteht aus einer Ebonitscheibe von 12 cm Durchmesser, auf dessen Rand sich gleichmäßig verteilt 12 eiserne Zähne befinden. Der Antrieb des Rades erfolgt mittels zweier Elektromagneten, deren Induktionsspulen im Anoden- bzw. Gitterkreis einer Verstärkerröhre liegen. Der Motor macht 4000—6000 Umdrehungen in der Minute.

D. Dye verwendet an Stelle der Ebonitscheibe ein dünnes Aluminiumrad von 11 cm Durchmesser, das auf seinem Umfang ein dünnes Stahlband, in das 20 Erhöhungen bzw. Vertiefungen von 1,5 mm Dicke eingeprägt sind, trägt. Auf das Rad wirken außer den beiden Antriebsmagneten noch ein dritter Synchronisier-Magnet. Die Antriebsmagneten sind in der beschriebenen Weise mit dem Gitter- und Anodenkreis einer Verstärkerröhre verbunden, der Synchronisiermagnet erhält seinen Strom vermittels eines Drei-Stufenverstärkers von der Röhrenstimmgabel. Das Synchronisieren des Phonischen Rades erfolgt derart, daß das Rad durch die Antriebsmagnete allmählich auf Touren gebracht wird, während durch den Synchronisiermagneten nur ein schwacher Stimmgabelstrom geschickt wird. Der Eintritt der Synchronisierung wird durch Stromschwankungen an einem im Anodenkreis des Verstärkers liegenden Strommesser sichtbar. In dem Maße, in dem nun der durch die Antriebsmagnete fließende Strom geschwächt wird, wird der Strom des Synchronisiermagneten verstärkt, bis das Phonische Rad als Synchronmotor weiterläuft. Dieses schließt mittels einer Kondakteinrichtung nach je 1000 Wechsel einen durch den Chronographen fließenden Strom. Die Stimmgabelfrequenz ist so ebenfalls aufs genaueste berechenbar.

b) Mittel- und Hochfrequenz.

Frequenzvergleichung.

1. Die Messung von Mittel- und insbesondere Hochfrequenzen erfolgt ebenfalls nach der Vergleichsmethode oder einer Absolutmethode. Die Frequenzvergleichung geschieht meist nach der Schwebungsmethode; der zu messenden Frequenz wird eine Normalfrequenz überlagert, der Schwebungston wird mittels Verstärkers und Telephon hörbar gemacht. Dient die zu messende Frequenz ihrerseits wiederum nur dazu, einen Wellenmesser zu eichen, so ist es immer möglich sie durch Einstellung auf den Schwebungston Null gleich der bekannten Normalfrequenz zu machen. Ist dies jedoch nicht statthaft, so ist eine Frequenzvergleichung nur möglich, wenn die Normalfrequenz so angenähert ist, daß ein Schwebungston hörbar wird. Aus dem Vergleich dieses Tones mit einem bekannten, wie er z. B. beim Stimmgabelsender als Ton der Grundfrequenz oder durch ein Monochord aus Länge, Masse des Drahtes und Gewicht berechenbar[24]) zur Verfügung steht, ist auch dann eine Frequenzbestimmung möglich. Dies ist insbesondere leicht dann möglich, wenn die Normalfrequenzen so dicht liegen, daß die unbekannte Frequenz mit der etwas höheren und der etwas niedrigeren Nachbarnormalfrequenz (Harmonische) Schwebungstöne gibt. Sind diese beiden Töne z. B. gleich, was am Fehlen langsamer Schwebungen erkennbar ist, dann liegt die Frequenz genau zwischen beiden Normalfrequenzen. Ist n die Ordnungszahl der niedrigen, $(n+1)$ die der höheren Normalfrequenz, so ist dann die unbekannte Frequenz gleich $\left(n+\frac{1}{2}\right) \cdot f$. Natürlich sind auch noch andere Frequenzen, wie z. B. $\left(n+\frac{1}{3}\right) \cdot f$; $\left(n+\frac{1}{4}\right) \cdot f$ usw. vergleichbar.

2. Die Abgleichung zweier Frequenzen nach der Schwebungsmethode wird um so genauer, je größer die Frequenzwerte sind, der Fehler der Abgleichung wird um so größer, je breiter bei niedrigeren Frequenzen das Tonminimum wird. Im Gebiete der längeren elektrischen Wellen gibt auch die beiderseitige Einstellung auf das Unhörbarwerden des Tones und das Mitteln der Einstellungen zu große Fehler. Man kann sich in solchen Fällen nach einer zuerst vom Bureau of Standard angegebenen Methode[19]) dadurch helfen, daß die zu messende Frequenz erst mit einer etwas höheren und dann einer um denselben Betrag niedrigeren Frequenz überlagert wird. Die Einstellung dieser beiden Frequenzen geschieht so, daß beide Male derselbe Schwebungston hörbar wird. Dies kann mit sehr großer Sicherheit dadurch geschehen, daß mittels eines Tasters zur Frequenzerniedrigung dem Sender ein kleiner Zusatzkondensator parallel geschaltet wird, dessen Größe allmählich so bemessen wird, daß bei schnellem Öffnen und Schließen des Tasters immer derselbe Ton hörbar ist. Der Wert der unbekannten Frequenz ergibt sich dann aus den beiden Überlagerungsfrequenzen.

3. Um diese Einstellungsunsicherheit, die der akustischen Abgleichsmethode infolge der Unempfindlichkeit von Ohr und Telephon immer anhängt, zu beseitigen, hat man mehrere optische Vergleichsmethoden, die auch bis zu sehr hohen Frequenzen brauchbar sind, ausgearbeitet.

G r a c e H a z e n[20]) und F r i e d a K e n y o n legen an je zwei rechtwinklig gekreuzte Ablenkungsplatten eines B r a u n schen Rohres die Wechselspannungen der beiden in ihrer Frequenz zu vergleichenden Sender. Die Anordnung ist in Fig. 24 gezeichnet. Es können auf diese

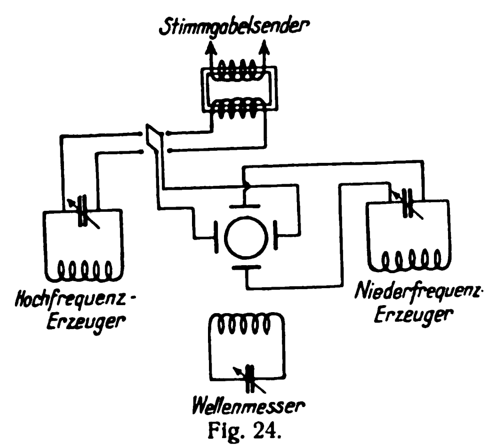


Fig. 24.
Frequenzvergleichung mittels B r a u n scher Röhre.

Weise nicht nur gleiche Frequenzen, sondern auch Grundfrequenzen und Oberschwingungen miteinander verglichen werden. Der Kathodenstrahl erzeugt auf dem Leuchtschirm der Röhre L i s s a j o n sche Figuren. Das baldige Eintreten der Resonanz wird daran erkannt, daß die ganze Leuchtfigur in Rotation kommt und im Falle der Resonanz zwischen Grund- und Oberschwingung bei Stillstand der Figur ein einfaches, analysierbares Kurvenbild ergibt. Bei Vergleichung von Grund- und Oberschwingungen unbekannter Ordnungszahl kann dadurch auch in einfacher Weise die Ordnungszahl erkannt werden.

Im National Physical Laboratory[21]) wird in ähnlicher Weise zum Vergleich von Grund- und Oberschwingungen ein B r a u n sches Rohr verwandt. Die Ablenkung des Strahles erfolgt durch elektrische und magnetische Felder. Bei Resonanz entsteht auf dem Leuchtschirm eine kreisförmige Figur, der sich eine wellen- oder schleifenförmige Linie überlagert. Aus der Anzahl der Schleifen, Wellen oder Zacken folgt die Ordnungszahl.

4. Die Methode der Frequenzvergleichung hat bei hoher Genauigkeit den großen Vorteil, bei Verwendung von Harmonischen als Normalfrequenzen nur genauen Wert und größte Konstanz der zugehörigen Grundfrequenz vorauszusetzen. Demgegenüber verschwindet nicht immer der Nachteil, daß nur Frequenzen gemessen werden können, die nahe bei einer Normalfrequenz liegen. Man wird in vielen Fällen bei beliebigen Frequenzen deshalb die Anwendung einer Absolutmethode zur Frequenzbestimmung nicht umgehen können. Diese Absolutmessungen werden im allgemeinen mittels eines Normalfrequenzmessers ausgeführt.

c) N o r m a l f r e q u e n z m e s s e r.

1. Man stellt außerordentlich hohe Anforderungen an einen Frequenzmesser, wenn man von ihm die Frequenzbestimmung auf $^1/_{10000}$ bis $^2/_{10000}$ genau verlangt; besonders dann, wenn das gesamte Frequenzgebiet der drahtlosen Telegraphie umfaßt werden soll. Der Normalfrequenzmesser der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt, von E. G i e b e und E. A l b e r t i[22]) konstruiert, erfüllt diese Anforderungen. Innerhalb eines Frequenzgebietes von 1600 bis 144 000 Hertz ($\lambda = 190\,000$—2000 m) gestattet er jede beliebige Frequenz mit einer Genauigkeit von $^1/_{10000}$ bis $^2/_{10000}$ absolut zu messen; im Gebiet von 144 000—340 000 Hertz ($\lambda = 2000$—900 m) ist die Genauigkeit etwas geringer. Wir werden aber sehen, daß auch für dieses Gebiet und für noch höhere Frequenzen (bis herab zu den kürzesten Wellen) dieselbe Genauigkeit erreichbar ist.

Da der Normalfrequenzmesser ausführlich in der Z. f. techn. Physik beschrieben worden ist, so soll nur das Wesentliche hier besprochen werden. Er setzt sich in bekannter Weise aus einer größeren Anzahl von Selbstinduktionsspulen, Festkondensatoren und Drehkondensatoren zusammen, die zu Schwingungskreisen beliebiger Eigenfrequenzen zusammengesetzt werden können. Die Resonanz des Kreises wird nach der Ausschlagsmethode mittels eines aperiodischen Kreises mit Detektor und Spiegelgalvanometer ermittelt, wobei größte Sorgfalt auf Vermeidung eines Nullanschlages[26]) durch direkte Kopplung zwischen aperiodischem Kreis und Sender zu verwenden ist. Die Frequenz wird aus den gefundenen Werten der absolut in Henry und Farad gemessenen Kapazität und Selbstinduktion des Schwingungskreises nach der T h o m s o n schen Formel berechnet:

$$\frac{1}{n} = 2\pi \sqrt{(L + l_c)\,(C + c_L)}\,.$$

Die in der Formel eingesetzte Selbstinduktion l_c der Kondensatoren ist vernachlässigbar klein, so daß sie nicht berücksichtigt wird. Die Spulenkapazität c_L hingegen spielt in bezug auf die Anwendbarkeit der T h o m s o n schen Formel eine sehr große Rolle. Zur eindeutigen Definition ihres Kapazitätswertes werden die Spulen sowohl bei Messung ihrer Selbstinduktion und ihrer Kapazität als auch bei Verwendung im Schwingungskreis in einen mit unterteiltem Stanniol beklebten Kasten (Frequenzmesserkasten) gesetzt.

In Fig. 25 ist eine Photographie eines Schwingungskreises mit abgeschützter Spule wiedergegeben. Die äußere Form der Selbstinduktionsnormale mit den Sollwerten 0,1;



0,01; 0,005; 0,001 und 0,0005 Henry ist aus Fig. 26; die eines Satzes von Kondensatoren von 100—3000 $\mu\mu F$ aus Fig. 27 ersichtlich.

Die Spulen sind aus verdrilltem Litzendraht gewickelt. Bei den mehrlagigen Spulen ist Stufenwicklung angewandt. Die Wicklungskerne der Spulen bestehen aus glasiertem

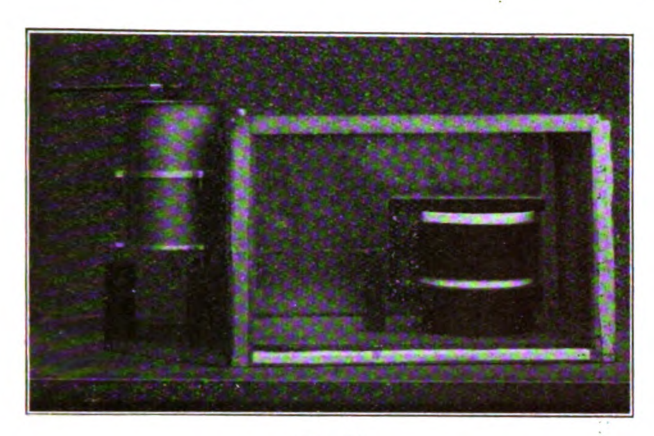


Fig. 25.
Wellenmesser nach Giebe und Alberti.

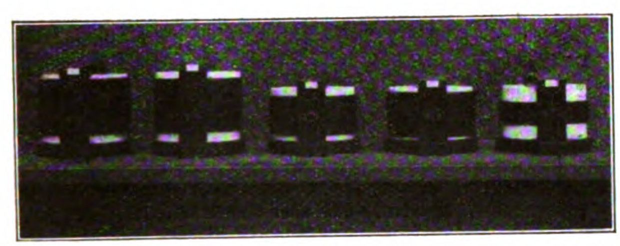


Fig. 26.
Selbstinduktionsspulen.

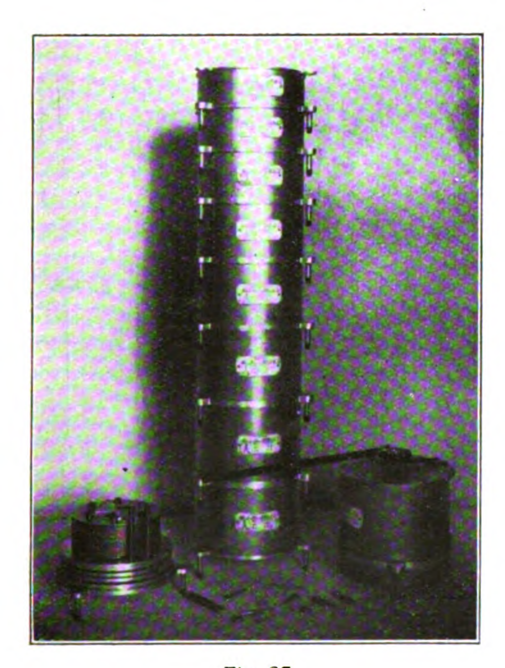


Fig. 27.
Kondensatoren.

Porzellan, die Spulen selbst wurden im Vakuum paraffiniert, hierdurch wurden mit Erfolg zeitlich möglichst unveränderliche und von Temperaturschwankungen wenig beeinflußte Normale geschaffen. Der gemessene Selbstinduktions- und Kapazitätswert jeder Spule umfaßt gleichzeitig die betreffenden Werte der in dem Frequenzmesserkasten festverlegten bifilaren Spulenzuleitungen zu zwei außerhalb befindlichen Steckern, auf die die Kondensatoren aufgesetzt werden.

Alle Kondensatoren sind Luftkondensatoren*), deren dielektrische Verluste infolge der Verwendung von nur wenigen Quarzglasplättchen als Isolatoren unmeßbar klein sind. Sie sind nach außen völlig abgeschützt und so konstruiert, daß sie ohne Benutzung von Drähten und schlecht definierten zusätzlichen Schaltungskapazitäten durch einfaches Aufeinandersetzen parallel geschaltet werden können. Diese Kondensatoren sind außerordentlich konstant. Die etwas größeren Schwankungen der Drehkondensatoren werden infolge der großen Gesamtkapazität der bei jeder Messung zum Drehkondensator parallelliegenden Festkondensatoren einflußlos.

Die Berechenbarkeit der Frequenz mit einer Genauigkeit von $^{1}/_{10\,000}$ bis $^{2}/_{10\,000}$ aus der Thomsonschen Formel wurde durch eine Eichung des Normalfrequenzmessers mit Normalfrequenzen erwiesen. Als Normalfrequenzen dienten die höheren Harmonischen einer niedrigen Normalgrundfrequenz, die von einer umlaufenden Maschine oder einer Normalstimmgabel erzeugt wurde.

In dem Fehler von $^{1}/_{10\,000}$ bis $^{2}/_{10\,000}$ ist die der Ausschlagsmethode zukommende Ungenauigkeit von etwa $\pm$ 5 bis $10 \cdot 10^{-5}$ der Frequenz mit inbegriffen. Die etwas größere Ungenauigkeit bei Berechnung der Frequenzen über 144 000 Hertz rührt daher, daß sich bei diesen Frequenzen der Einfluß der Kondensatorselbstinduktion bereits bemerkbar macht. Ein geringer Nachteil scheint in der Begrenzung des Meßbereiches zu liegen. Gerade oberhalb von 340 000 Hertz ($\lambda < 900$ m) liegt ja ein sehr wichtiges Frequenzgebiet. In Wirklichkeit ist diese Grenze bei 340 000 Hertz nur eine scheinbare. Man kann Frequenzen dieses Gebietes mit der Genauigkeit von $^{1}/_{10\,000}$ bis $^{2}/_{10\,000}$ messen, wenn man sie nach der Schwebungsmethode mit irgend einer Oberschwingung eines Hilfssenders in Resonanz bringt, dessen Grundfrequenz so gewählt wird, daß sie kleiner als 144 000 Hertz ist, und die nun gemessen wird.

2. Die zum größten Teil durch die Ungenauigkeit der Ausschlagsmethode bestimmte Unsicherheit von $^{1}/_{10\,000}$ bis $^{2}/_{10\,000}$ in der Frequenzberechnung kann weiter verringert werden, wenn die Resonanzeinstellung durch die Abgleichung einer Resonanzbrücke erfolgt. E. Giebe und E. Alberti verwandten hierzu die Giebesche[23]) Bifilarbrücke. Die Spule mit Kasten und die Kondensatoren liegen in Reihe in einem Brückenzweig, in den drei anderen Zweigen liegen Ohmsche Widerstände. Die Einstellgenauigkeit ist von der Größenordnung 0,001% (10^{-5}). Infolge des größeren technischen Apparates wird die Anwendung der Resonanzbrücke und die Ausnützung ihrer hohen Einstellgenauigkeit auf seltenere Fälle beschränkt bleiben.

Zusammenfassung.

Sender zur Erzeugung von Normalfrequenzen, Methoden zur Frequenzvergleichung und absoluten Frequenzbestimmung werden besprochen.

*) Diese Kondensatoren werden nach Modellen der P. T. R. von der Firma Spindler & Hoyer, Göttingen, gebaut.



Literatur-Verzeichnis.

Folgende Literatur wurde berücksichtigt:

[1]) E. Giebe: Ein empfindlicher Tourenregler für Elektromotoren, Z. f. Instkde., **29**, 205—216, 1909.

[2]) W. H. Eccles und F. W. Jordan: Die Aufrechterhaltung der Schwingungen einer Stimmgabel mittels einer Dreielektrodenröhre (Sustaining the vibration of a tuning fork by a triode valve). Electrician, **82**, 704—705, 1919. s. a. W. H. Eccles. Proc. Phys. Soc. **31**, 269, 1919; W. H. Eccles und F. W. Jordan, Brit. Pat. No. 155 854.

[3]) E. A. Eckhardt, J. C. Karcher und M. Kaiser: Eine Röhrenstimmgabel (An electron tube tuning-fork drive), J. Opt. Soc. Am. **6**, 949—957, 1922.

[4]) D. Dye: Die Röhrenstimmgabel als ein genaues Zeitnormal (The valve-maintained tuning-fork as a precision time-standard), Proc. Roy. Soc. London, **103**, 241—259, 1923.

[5]) C. C. Mason: Mitteilung über Stimmgabeln (Note on tuning-fork), J. Scient. Instr. **1**, 250—251, 1923—24.

[6]) A. B. Wood: Frequenzbeeinflussung elektrisch angeregter Stimmgabeln (Electrically-maintained tuning-forks. Some factors affecting frequency) J. Scient. Instr. **1**, 330—339, 1923—24.

[7]) A. Lee: Stimmgabelgenerator (Tuning fork generator) Electrician, **94**, 510—511, 1925.

[8]) W. H. Eccles: Anwendung einer Dreielektrodenröhre zur Selbsterregung einer Stimmgabel (The use of the triode valve in maintaining the vibration of a tuning fork), Proc. Phys. Soc. London **31**, 269, 1919.

[9]) W. H. Eccles und W. A. Leyshon: Mechanische und elektrische Schwingungen (Mechanical and electrical vibrations), Electrician, **97**, 65, 72, 1926. (Ref. Jahrbuch, **28**, 197, 1926.)

[10]) H. Abraham und E. Bloch: Absolute Messung der Periode hochfrequenter elektrischer Schwingungen (Mesure en valeur absolue des périodes des oscillations électriques de haute fréquence), Ann. de Phys. **11**, 237—302, 1919.

[11]) Balth. van der Pol jr.: Über „Relaxationsschwingungen". Jahrb. **28**, 178—184, 1926.

[12]) D. Dye: National Physical Laboratory, Rep. f. the year 1925, S. 97.

[13]) W. H. F. Griffith: Ein Normal-Multivibrator Wellenmesser (A standard multivibrator wavemeter), Wireless World, **16**, 309—313, 1925.

[14]) M. Mercier: Über eine neue Methode der Bestimmung der Periode hochfrequenter Schwingungen. (Sur une nouvelle méthode de détermination de la période des oscillations électriques de haute fréquence), Ann. de phys. **19**, 248—287, 1923.

[15]) E. Giebe und A. Scheibe: Leuchtende piezoelektrische Resonatoren als Hochfrequenznormale. E. T. Z. **47**, 380—385, 1926.

[16]) W. G. Cady: Proc. Inst. Rad. Eng. **10**, 88, 1922; G. W. Pierce, Proc. Am. Acad. **59**, 104, 1923; A. Hund, Proc. Inst. Rad. Eng. **14**, 447, 1926.

[17]) E. Grüneisen und E. Merkel: Ein Röhrensender als Normaltonskala, Z. f. Ph. **2**, 277—296, 1920.

[18]) W. H. Eccles und F. W. Jordan: Ein kleiner durch eine Dreielektrodenröhre angetriebener Gleichstrommotor (A small direct-current motor using thermionic tubes instead of sliding contacts), Proc. Phys. Soc. **31**, 151, 1919.

[19]) E. Giebe, E. Alberti u. G. Leithäuser: Zwischenstaatliche Messungen der Wellenlängen von Großfunksendern, E. N. T. **3**, Heft 2, 1926.

[20]) Grace Hazen und Frieda Kenyon: Normalfrequenzmessung mittels Kathodenstrahl-Oszillographen, (Primary radio frequency standardization by use of the cathode-ray oscillograph). Sc. Pap. B. o. St., **19**, No. 489, 1924.

[21]) N. P. L., Rep. for the year 1924, S. 77, Kathodenstrahlmethode zur Messung von Radiofrequenzen und Aufzeichnung von Wellenformen. (Cathode Ray Tube Methode of measuring radiofrequency and wave forms).

[22]) E. Giebe und E. Alberti: Absolute Messung der Frequenz elektr. Schwingungen. Ein Normalfrequenz- oder Wellenmesser. Z. f. techn. Ph. **6**, 92—103, 135—145, 1925.

[23]) E. Giebe: Messung induktiver Widerstände mit hochfrequenten Wechselströmen. Methode zur Messung kleiner Selbstinduktionskoeffizienten. Ann. d. Ph. **24**, 941—959, 1907.

[24]) C. B. Jolliffe und Grace Hazen: Einrichtung zur Erzeugung von Normalfrequenzen mittels eines „Harmonischen" Verstärkers, (Establishment of radio standards of frequency by the use of a harmonic amplifier), Scient. Pap. B. o. St. **21**, 179—189, 1926.

[25]) A. Scheibe: Piezoelektr. Resonanzerscheinungen, Jahrbuch **28**, 15, 1926; A. Meißner: Über piezoelektr. Kristalle bei Hochfrequenz, Jahrbuch **29**, 20, 1927.

[26]) E. Giebe und E. Alberti: Störende Kapazitätswirkungen bei Hochfrequenzmeßanordnungen, Jahrbuch **16**, 242, 1920.

Referate.

L. B. Turner. Bemerkungen über drahtlose Fragen. Gleichrichter in Hörempfängern. (Notes on wireless matters. The rectifier in telephonic receivers.) El. **97**, 288—289, 412—420, 556—557, 1926.

Die systematische Untersuchung über die Eigenschaften der verschiedenen Gleichrichter bezieht sich auf drei Anordnungen:

1. den Kristalldetektor in Serie mit einem Kondensator, dem ein Telephon oder sonst ein Indikator parallel liegt (Fig. 1);

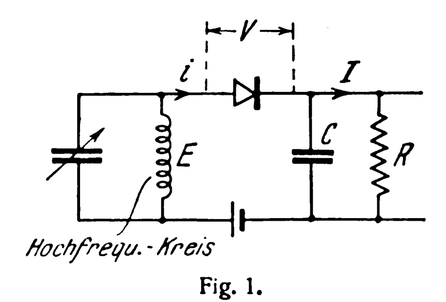


Fig. 1.

2. den Röhren-Empfänger mit einem Kondensator parallel zum Telephon bzw. Indikator im Anodenkreis (Fig. 2), (Anodengleichrichtung, Ausnützung der Krümmung der $i_a \perp e_g$ Charakteristik einer Elektronenröhre);

3. den Röhren-Empfänger mit Gitterkondensator und parallelem Ableitungswiderstand (Fig. 3), (Audionschaltung, Gittergleichrichtung).

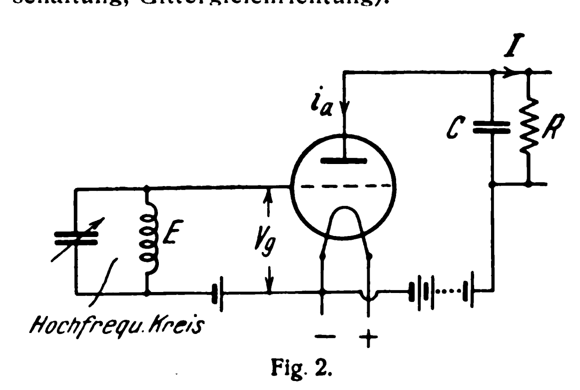


Fig. 2.

Besprochen wird, wie die Wirkung dieser Anordnungen abhängt von dem Verhältnis der Konstanten der verwendeten Kapazitäten und Widerstände bzw. Impedanzen zu dem inneren Widerstand, oder allgemeiner zu der Charakteristik des Gleichrichters. Als Unterschied der drei Anordnungen wird u. a. hervorgehoben, daß die erste (Kristalldetektor) und dritte (Audion, Gittergleichrichtung) dem Hochfrequenzkreis notwendigerweise Energie entziehen, während dies bei der zweiten Anordnung (Anodengleichrichtung) nicht der Fall zu sein braucht. Es wird auch



betont, daß dieser Unterschied praktisch von sehr geringer Bedeutung ist.

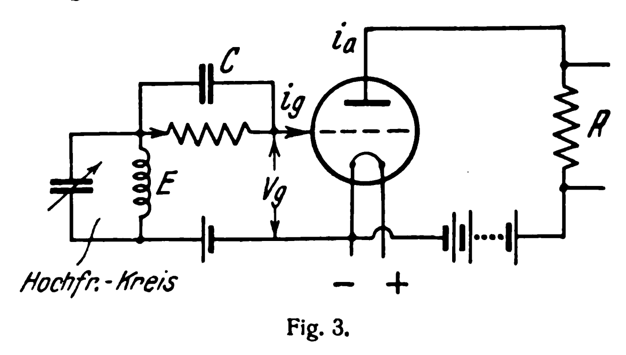


Fig. 3.

Der Verfasser wendet sich ferner gegen die viel verbreitete Auffassung, daß bei der dritten Anordnung (Röhre mit Gitterkondensator) durch den Gitterkondensator eine gewisse Anlaufszeit (Trägheit) und damit bei der drahtlosen Telephonie eine Verzerrung hereingebracht wird, während die beiden anderen Anordnungen diesen Nachteil nicht haben sollen. Er zeigt, daß eine solche Trägheit — bestimmt durch die Zeitkonstanten der Kreise — auch bei den anderen Anordnungen vorhanden ist, auch daß bei allen drei Anordnungen eine merkliche Verzerrung nicht auftritt, wenn die Dimensionen der Kreise vernünftig, d. h. so gewählt sind, daß die Anlaufszeit klein ist gegen die Periode der Niederfrequenzschwingungen, die bei der drahtlosen Telephonie übertragen werden soll. Bei den verhältnismäßig kurzen Wellen des Rundfunks wird das im allgemeinen immer der Fall sein.

Hingewiesen wird dann darauf, daß in allen Fällen — nicht nur beim Empfänger mit Gitterkondensator, wo diese Erscheinung allgemein bekannt ist — während eines Zeichens infolge der allmählichen Aufladung des Kondensators eine automatische Verschiebung des Arbeitspunktes auf der Charakteristik eintritt. Diese Erscheinung ist wichtig für die Frage, die der Verfasser am Schluß bespricht, wie bei diesen Anordnungen der Gleichstrom von der Amplitude der angelegten Hochfrequenzspannung abhängt. Man sollte mindestens beim Kristalldetektor und der Anodengleichrichtung erwarten, daß der Gleichstrom dem Quadrat der angelegten Wechselspannung proportional ist. Das trifft auch zu, wenn man unter Wechselspannung diejenige versteht, die tatsächlich am Detektor liegt. Die Praxis interessiert aber die Frage, wie der Gleichstrom, den die Empfangsanordnungen liefern, abhängt von der Amplitude der Wechselspannung, die man an die ganze Anordnung, d. h. Gleichrichter mit Nebenapparaten, anlegt. Wenn man die Frage so versteht, dann gilt allgemein, daß die Kurve, die die Abhängigkeit des Gleichstroms von der angelegten Wechselspannung darstellt und die allein für die Wirkung der Empfangsanordnung maßgebend ist, nicht nur durch die Charakteristik des Gleichrichtes, sondern in hohem Maße durch die Konstanten der Kreise bestimmt ist. Ist z. B. beim Kristalldetektor der Widerstand R (Fig. 1) klein, so ist diese Kurve nahezu eine Parabel. Ist R aber sehr groß im Verhältnis zum inneren Widerstand des Detektors, so kann die Kurve auf eine weite Strecke fast vollkommen geradlinig werden. Der Grund dafür ist eben die oben besprochene automatische Verschiebung des Arbeitspunktes auf der Charakteristik; je höher die angelegte Wechselspannung wird, um so höher wird die Ladung des Kondensators und um so stärker die Verschiebung des Arbeitspunktes nach dem Nullpunkt der Charakteristik. Das Gesagte gilt nicht nur beim Kristalldetektor, es gilt auch beim Empfang mit Gitterkondensator (Audion), wenn der Ableitungswiderstand genügend groß ist. Es gilt auch bei der Anodengleichrichtung, wenn auch nicht in ebenso weitem Maße, wie bei den beiden anderen Anordnungen. Als Beispiel für den Einfluß der Konstanten der Kreise ist in Fig. 4 eine Abbildung wiedergegeben, die sich auf einen Kristalldetektor bezieht und zwar Kurve *a*

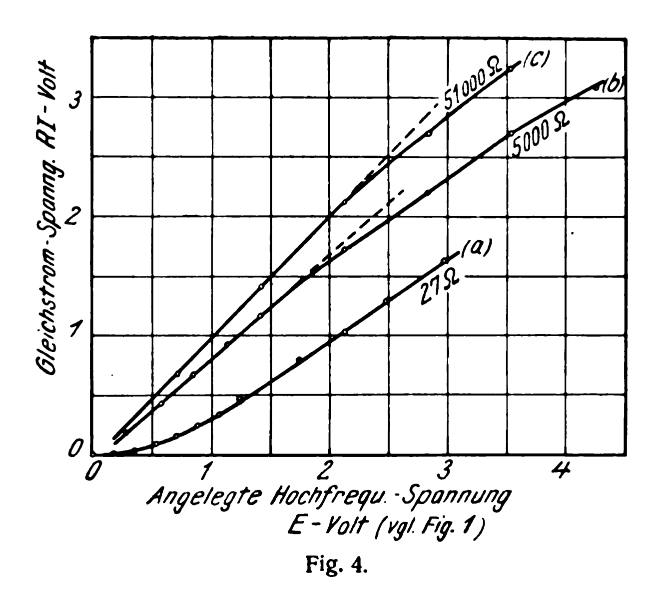


Fig. 4.

auf den Fall, daß der vorgeschaltete Widerstand R (Fig. 1) 27 Ohm, bei Kurve *b* 5000 Ohm und bei Kurve *c* 51 000 Ohm war. Als Ordinate ist aufgetragen die Gleichstromspannung $R \cdot i_g$ an dem Widerstand R. Kurve *a* ist in einem anderen Maßstab gezeichnet; für sie sind die Ordinaten mit 0,1, die Abszissen mit 0,4 zu multiplizieren. J. Zenneck.

L. W. Austin. Empfangsmessungen auf große Entfernungen und atmosphärische Störungen im Jahre 1925. (Nach Beobachtungen im Bureau of Standards.) (Long distance radio receiving measurements and atmospheric disturbances at the bureau of Standards in 1925.) Proc. Inst. Radio Eng. **14**, 663—673, 1926.

Der Bericht enthält die Ergebnisse von Messungen, die im Bureau of Standards von den Feldstärken der verschiedenen Großstationen und außerdem von den atmosphärischen Störungen im Jahre 1925 gemacht wurden. Der entsprechende Bericht für das Jahr 1924 ist in ds. Jahrb. **27**, 21 ff., 1926 enthalten. Auf diesen Bericht und auf die Beschreibung der Meßmethode in Proc. Inst. Radio Eng. **12**, 521, 1924, ref. ds. Jahrb. **25**, 62, 1925, sei hingewiesen.

Inzwischen ist die Meßapparatur des Bureau of Standards mit den Anordnungen, die von den Bell Laboratorien und von der Radio Corporation zur Feldstärkemessung benützt werden, verglichen worden. Die Übereinstimmung der drei Meßanordnungen, die im Prinzip nicht unwesentlich voneinander abweichen, ergab sich als sehr befriedigend, wenn nicht die atmosphärischen Störungen zu heftig waren. Die Differenzen blieben bei sehr schwachen Feldern (bei sehr weit entfernten Sendestationen) im allgemeinen unter 20% und waren bei näheren Stationen viel geringer.

Die Ergebnisse stellen Fig. 1 und 2 dar. Fig. 1 bezieht sich auf Nauen (AGS) (Frequenz $f = 23\,400$/sec, Wellenlänge $\lambda = 12\,800$ m, Antennentsrom $J = 400$ Amp., effektive Höhe $h = 130$ m und Abstand d von Washington 6650 km) und Bolinas bei San Francisco (KET) ($f = 22\,900$/sec, $\lambda = 13\,100$, $J = 670$, $h = 51$, $d = 3920$), Fig. 2 auf Cayey auf Porto

Rico (Nau) ($f = 33\,800$/sec, $\lambda = 8870$, $J = 150$, $h = 120$, $d = 2490$) und Monte Grande bei Buenos Aires (LPZ) ($f = 23\,600$/sec, $\lambda = 12\,700$, $J = 600$, $h = 150$, $d = 8300$). In

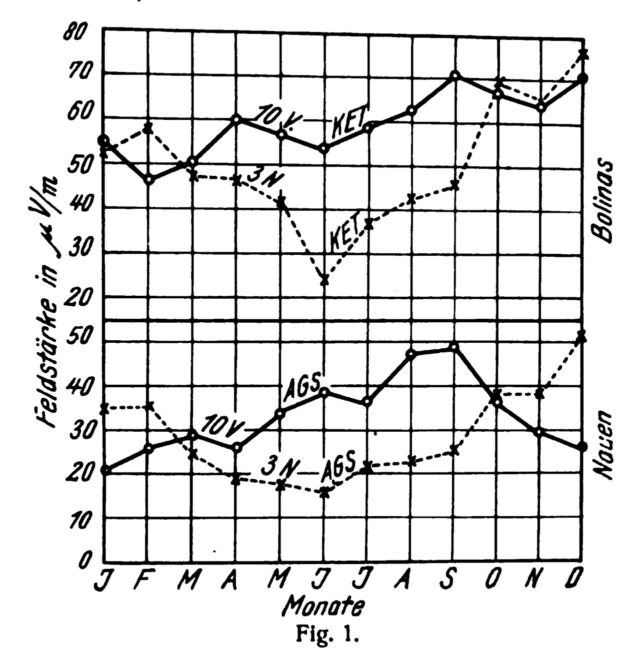


Fig. 1.

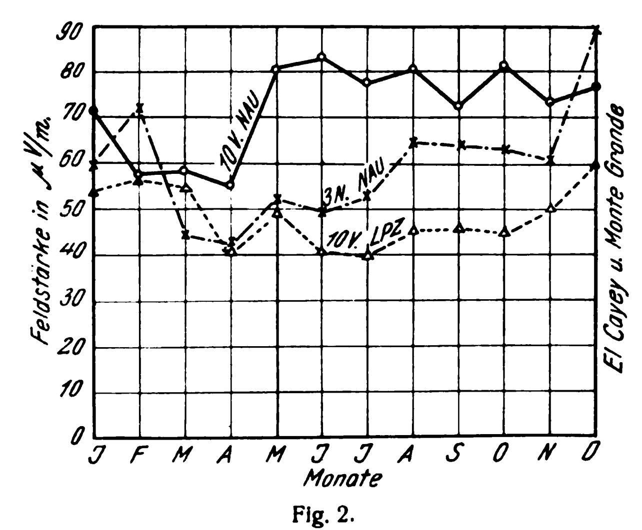


Fig. 2.

beiden Figuren sind die eingetragenen Werte die Mittelwerte der Messungen in dem betreffenden Monat und zwar sind sowohl die Messungen um 10 Uhr vormittags, als auch diejenigen 3 Uhr nachmitttags nach Washingtoner Zeit angegeben. Bei Monte Grande (Fig. 2) konnte Nachmittag 3 Uhr nicht gemessen werden, da diese Station um diese Zeit nicht sandte.

Wie vorsichtig man mit Schlüssen aus solchen Messungen sein muß, zeigt ein instruktives Beispiel. Austin hat in Fig. 5 seiner Arbeit die Feldstärkemessungen der Station Lafayette (LY) bei Bordeaux wiedergegeben und zwar sowohl diejenigen, die in Washington, auch diejenigen, die gleichzeitig in Meudon bei Paris (510 km von der Station Lafayette) in den Jahren 1922—25 ausgeführt wurden. Die beiden Kurven haben fast genau denselben Verlauf, ein Beweis, daß die starken Intensitätsänderungen, die man in Washington beobachtet hatte, nicht — wie man ohne die Messungen in Meudon sicher vermutet haben würde — ihren Grund in Änderungen der meteorologischen Verhältnisse auf dem Ausbreitungswege der Wellen haben.

Geachtet wurde darauf, ob irgend ein Zusammenhang der Intensität der Wellen mit der Häufigkeit der Sonnenflecken und auch mit starken magnetischen Störungen sich feststellen läßt. Eine Beziehung zu der Häufigkeit der Sonnenflecken konnte nicht konstatiert werden, während starke magnetische Störungen einen Einfluß zu haben scheinen.

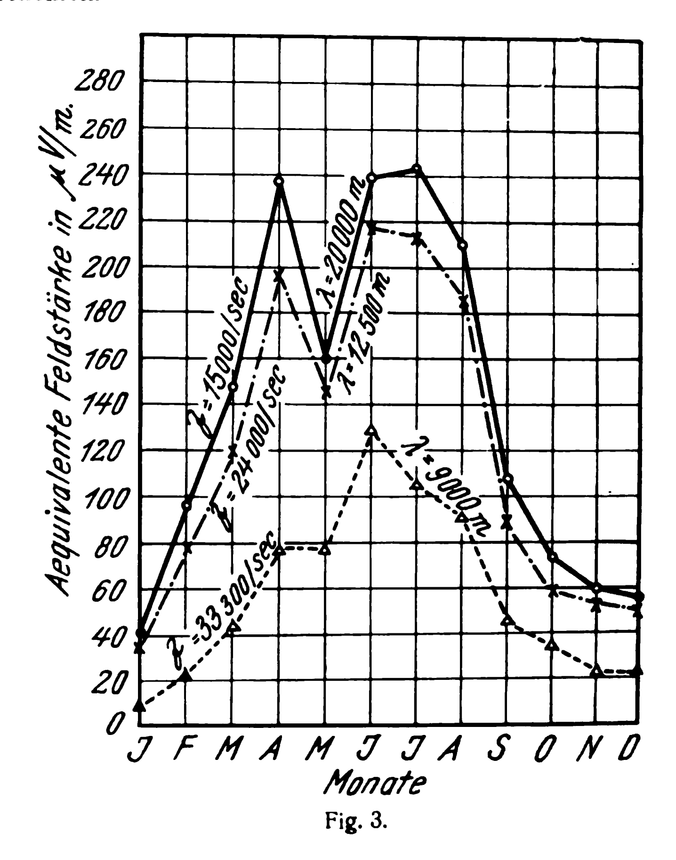


Fig. 3.

Über die Intensität der atmosphärischen Störungen 3h N. gibt Fig. 3 Auschluß und zwar für eine Einstellung des Empfängers auf $f = 15\,000$/sec. ($\lambda = 20\,000$ m), $f = 24\,000$/sec. ($\lambda = 12\,500$ m) und $f = 33\,300$/sec. ($\lambda = 9000$ m). Die Richtung der atmosphärischen Störungen am Nachmittag ist im Winter südöstlich, d. h. sie kommen vom östlichen Teil von Südamerika oder vielleicht von Afrika. Im Sommer ist die Richtung südwestlich, augenscheinlich von Mexiko oder dem südwestlichen Teil der Vereinigten Staaten.

J. Zenneck.

G. Breit und **M. A. Tuve.** Ein Beweis für die Existenz einer leitenden Schicht. (A test of the existence of the conducting layer.) Phys. Rev. 28, 554—575, 1926.

Das Prinzip der Methode besteht in Folgendem. Von einem Sender werden in ganz bestimmten Zwischenräumen Gruppen von Hochfrequenzwellen ausgesandt und in einem gewissen Abstand vom Sender durch den Empfänger mit Detektor oszillographisch aufgenommen. Existiert außer der Bodenwelle noch eine aus der oberen Atmosphäre „zurückreflektierte", so muß sich das darin zeigen, daß die Form der Oszillogramme durch das Vorhandensein der reflektierten Welle geändert wird: Über die direkte Wellengruppe, die sich längs des Erdbodens fortgepflanzt hat, superponiert sich die mit Verspätung aus der Atmosphäre zurückkommende Gruppe. Aus der Verspätung dieser zweiten Gruppe kann die Höhe der „reflektierenden" Schicht berechnet werden.

Der meist gebrauchte Sender war derjenige des Naval Research Laboratory (Station NKV Bellevue, Anacosta, D. C.) mit einer Wellenlänge von 71 m, die durch einen piezoelektrischen Resonator stabilisiert war. Um von diesem Röhrensender Gruppen von Schwingungen zu bekommen, wurden die Verstärker, die zwischen dem Primär-Oszillator und der Antenne eingeschaltet waren, mit Wechselstrom und zwar bei den meisten Versuchen von 424 Perioden/sec. gespeist. Durch geeignete Wahl der Gittervorspannung konnte man dann erreichen, daß nur während $^1/_3$ oder $^1/_6$ der Wechselstrom-Periode Wellen ausgesandt wurden.

Der Zwischenfrequenz-Empfänger (Superheterodyne) bestand aus einer Detektorröhre für die Hochfrequenz, einem Dreifach-Verstärker für die Zwischenfrequenz $5 \cdot 10^4$/sec, einer Detektorröhre für die Zwischenfrequenz, einem Niederfrequenz-Verstärker und einem Überlagerer zur Schwebungserzeugung der Zwischenfrequenz. Der verstärkte Niederfrequenzstrom wirkte auf einen Oszillographen der Gen. El. Co. mit einer Schleife, deren Eigenfrequenz 12000/sec. war.

Der Abstand zwischen Empfänger und der oben beschriebenen, meist benützten Sendestation war 8 Meilen

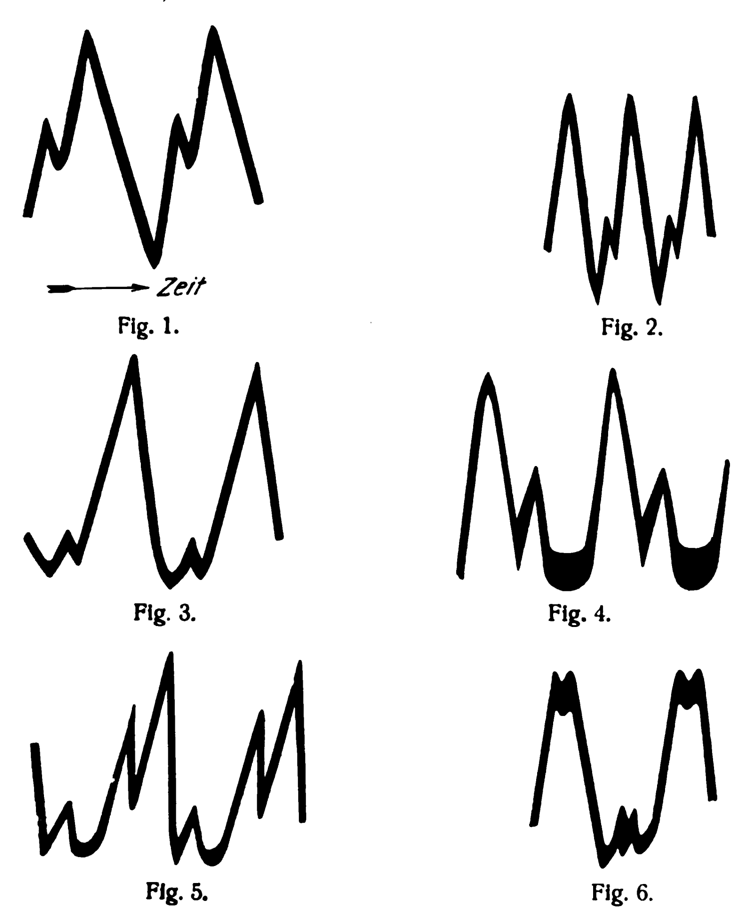


Fig. 1. Fig. 2. Fig. 3. Fig. 4. Fig. 5. Fig. 6.

(ca. 14 km). Aus den verschiedenen Oszillogrammen sind die Fig. 1—6 herausgezeichnet; sie wurden mit dem Sender von Bellevue ($\lambda = 71{,}3$ m) aufgenommen und zwar:

Fig. 1	am 25.	September	1925,	3^{30} N.,
„ 2	„ 25.	„	1925,	1^{30} N.,
„ 3	„ 25.	„	1925,	1^{30} N.,
„ 4	„ 28.	Juli	1925,	10^{30} V.,
„ 5	„ 28.	„	1925,	3^{15} N.,
„ 6	„ 21.	September	1925,	3^{30} N.

In den Fig. 1, 2, 3 und 4 handelt es sich um die Superposition von zwei Wellengruppen, von denen die schwächere „reflektierte" in Fig. 2 und 3 sehr geringe Amplitude hat. Fig. 5 stellt den Fall von zwei, Fig. 6 von mehreren reflektierten Wellengruppen dar.

J. A. Ratcliffe und **M. A. F. Barnett.** Die Absorption von Wellen auf kurze Entfernung vom Sender bei Ausbreitung über festes Land. (On the attenuation of wireless signals in short distance overland transmission.) Proc. Cambridge Phil. Soc. **23**, 288—313, 1926.

Das Feld eines Senders ist allgemein bestimmt durch die Boden- und Luftwelle. Für die Amplitude der Bodenwelle ist von Einfluß die Krümmung der Erdoberfläche und die Absorption durch den Erdboden, und zwar ist für letztere nicht nur die Leitfähigkeit, sondern auch die Dielektrizitätskonstante des Erdbodens maßgebend. Will man, wie es in der vorliegenden Arbeit beabsichtigt ist, nur den Einfluß der Leitfähigkeit des Bodens studieren, so muß man in Entfernungen vom Sender messen, die schon in der Wellenzone liegen, aber doch so klein sind, daß weder die Luftwelle, noch die Erdkrümmung von merklicher Bedeutung ist, und man muß die Wellenlänge so groß wählen, daß der Einfluß der Dielektrizitätskonstante des Bodens zurücktritt gegen denjenigen seiner Leitfähigkeit.

Aus diesem Grunde wurden bei den Messungen die Wellenlängen 360 und 1600 m gewählt und die Messungen nicht über eine Entfernung von 70 Meilen ausgedehnt. Als Sender für die 1600-m-Welle diente der Rundfunksender in Daventry (5 XX), für die 360-m-Welle derjenige in London (2 LO). Als Meßinstrument wurde bei der 1600-m-Wellenlänge ein Moullin-Voltmeter, bei der 360-m-Wellenlänge ein Galvanometer verwendet. Die Anordnung der Meßkreise mit den Verstärkern, die in der Arbeit ausführlich beschrieben ist, war bei den beiden Wellen ganz verschieden, bietet aber keine Besonderheiten.

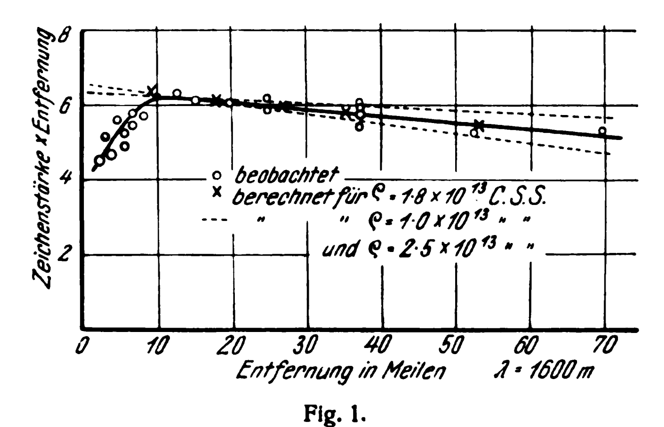


Fig. 1.

Die Ergebnisse der Messungen sind in den Fig. 1 und 2 wiedergegeben. Als Ordinaten sind aufgetragen die Werte des Produktes von Feldstärke $\times$ Entfernung in einem willkürlichen Maßstab. Die ausgezogene Linie ist nach der Theorie von A. Sommerfeld (Ann. Phys. **28**, 656, 1909, ds. Jahrb. **4**, 157, 1910) berechnet unter der Annahme des spezifischen Widerstands ϱ des Bodens von $1{,}8 \cdot 10^{13}$ emg CGS (Fig. 1) bzw. $0{,}6 \cdot 10^{13}$ emg CGS (Fig. 2).

Dabei ist in der ausgezogenen Kurve von Fig. 2 eine Korrektion angebracht, die auf die in diesem Fall schon merkliche Krümmung der Erde Rücksicht nimmt (Korrektion nach einer Formel von Macdonald, Proc. Royal Soc. A, 108, 1925). Die gestrichelten Kurven sind für andere Werte von ϱ nach der Theorie von Sommerfeld berechnet. Sie sollen zeigen, daß man aus solchen Messungen

mit guter Genauigkeit den Wert des wirksamen spezifischen Widerstands des Bodens entnehmen kann. In der Fig. 1

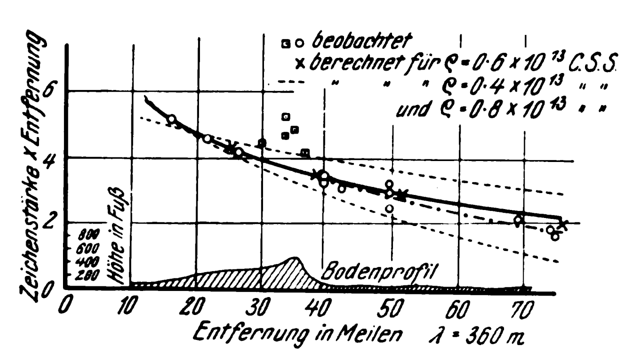


Fig. 2.

werden die beobachteten Werte durch die Sommerfeldsche Theorie bei Entfernungen über ca. 12 Meilen gut wiedergegeben; woher die niedrigen Feldstärken bei Entfernungen kleiner als 10 Meilen kommen, haben die Verfasser nicht aufklären können. Auch in Fig. 2 ist die Übereinstimmung zwischen Theorie und Beobachtung gut, wenn man die Werte, die in der Nähe der höchsten Erhebung des Geländes aufgenommen wurden und die selbst äußerst interessant sind, außer Betracht läßt.

J. Zenneck.

Bericht über den Probebetrieb zwischen Canada und England mit Spiegelantennen. El. **97,** 474, 498, 504, 1926.

Die beiden von der Marconi-Gesellschaft* gebauten Stationen befinden sich in Bodmin (Canada) und Bridgwater (England). In beiden Stationen ist sowohl der Sender als der Empfänger mit einer großen Spiegelantenne ausgerüstet. Die Wellenlänge ist 26 m. Zwischen diesen Stationen fand ein Probebetrieb während 7 Tagen statt, der, abgesehen von der Zeit einer ungewöhnlich heftigen elektrischen Störung, einwandfrei verlaufen ist. Der Betrieb nach beiden Richtungen dauerte täglich im Durchschnitt 18 Stunden, und zwar mit einer Telegraphiergeschwindigkeit von 500 Buchstaben pro Minute. Die Verwendung von Spiegeln im Sender und Empfänger steigert die Empfangsenergie etwa auf den 100fachen Wert des Betrages, den man ohne Spiegel mit demselben Sender erzielt. Infolge des scharf gerichteten Empfangs ist auch die Wirkung der atmosphärischen Störungen viel geringer als bei gewöhnlichen Empfangsantennen. Außerdem besitzen die Spiegel den großen Vorteil, daß sie den Empfänger gegen Wellen, die von der Rückseite ankommen, abschirmen. Schwundeffekte wurden in verhältnismäßig geringem Maße beobachtet; sie können in der Praxis durch zeitweisen Wechsel der Wellenlänge unschädlich gemacht werden.

Da voraussichtlich bald eine ausführliche Beschreibung der Stationen veröffentlicht wird, so verzichte ich darauf, die vorliegende nicht sehr vollständige Beschreibung im einzelnen zu referieren und beschränke mich auf einige Hauptpunkte.

Im Sender wird der hochgespannte Gleichstrom durch Wechselstromgeneratoren von 500 und 300 Perioden/sec. mit den nötigen Transformatoren und Gleichrichtern und den Anordnungen zur Verminderung der Fluktuationen geliefert. Die elektrische Zentrale der Station besteht aus drei 165pferdigen Ölmaschinen, die drei 92-kW-Gleichstromgeneratoren von 440 Volt treiben. Der Gleichstrom dieser Generatoren speist sämtliche Motoren der Station. Das Tasten wird dadurch bewerkstelligt, daß die Energie beim Zeichengeben auf die Hauptverstärker, in den Pausen auf einen besonderen Absorptionskreis gegeben wird, so daß die Belastung der Anlage beim Telegraphieren konstant bleibt.

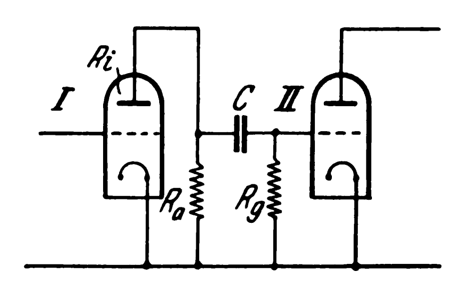
Der Empfänger besitzt an erster Stelle zwei sehr lose gekoppelte abgestimmte Kreise, die eine sehr hohe Selektivität und auch eine große Unempfindlichkeit gegen atmosphärische Störungen garantieren. Eine sehr lose Koppelung ist möglich, da die Zeichen sehr viel stärker als bei anderen transatlantischen Stationen sind. Bei der Hochfrequenzverstärkung ist überall Gegentaktschaltung angewendet, um möglichst stabile Verhältnisse zu erzielen. Die erste Zwischenfrequenz ist 187 500/sec.; die Kreise sind so dimensioniert, daß die Verstärkung in einem Frequenzband von ca. 10 000/sec. praktisch konstant, außerhalb dieses Bandes praktisch Null ist. Die zweite Zwischenfrequenz ist 30 000/sec.; die Filtrierung ist so, daß die Verstärkung in einem Fre.uenzband von der Breite 5000/sec. konstant, außerhalb dagegen Null ist.

Bezüglich der Frage, wie viele solche Kurzwellen-Stationen ohne gegenseitige Störung gleichzeitig arbeiten können, ist eine Bemerkung von Marconi in einem Vortrag (El. **97,** 502, 1926) interessant. Wenn man bei der Verteilung der Wellenlängen bei den langen Wellen von 5000—30 000 m und den kurzen Wellen von 5—100 m die Grundsätze befolgt, die die englische Regierung auf der nächsten internationalen Radio-Konferenz vorlegen will, so ist es möglich, das Gebiet der kurzen Wellen mit 3700 verschiedenen Frequenzbereichen, das Gebiet der langen Wellen nur mit 90 zu belegen. Dabei ist noch zu bedenken, daß die Verwendung von Spiegeln im Sender die Energie auf einen verhältnismäßig kleinen Winkelraum beschränkt und daß andererseits die Spiegel im Empfänger diese im weitgehenden Maße gegen Störung durch andere Sender schützen. Die Verwendung von Spiegeln bietet also auch bezüglich der Störungsfreiheit große Vorteile.

J. Zenneck.

S. Harris. Verstärker mit Widerstands- und kapazitiver Koppelung. (Notes on the design of resistance-capacity coupled amplifiers.) Proc. Inst. Radio Eng. **14,** 759—763, 1926.

Die Arbeit befaßt sich mit der Anordnung der nebenstehenden Figur. Es wird die Aufgabe behandelt: wie sind die Widerstände und die Kapazität C zu wählen, damit das Verhältnis der Spannung am Gitter der zweiten Röhre



zu derjenigen am Gitter der ersten Röhre zwischen den höchsten noch hörbaren Frequenzen und der Frequenz 50/sec. sich um nicht mehr als 10% ändert. 10% ist als Grenze angenommen, da nach Messungen in den Bell-Laboratorien das Ohr — und zwar ziemlich unabhängig von der Tonfrequenz und der Tonintensität — einen Intensitätsunterschied von 10% eben noch unterscheiden kann.

J. Zenneck.

Patentschau.

Von Carl Lübben.

Beseitigung von Oberwellen.

Brit. Pat. 263 825 (Lorenz A.-G., 24. Dezember 1925), veröffentlicht am 2. März 1927.

Zur Unterdrückung von Störwellen werden mehrere Kreise C_1, L_1 und C_2, L_2 (Fig. 1) als Absorptionskreise ver-

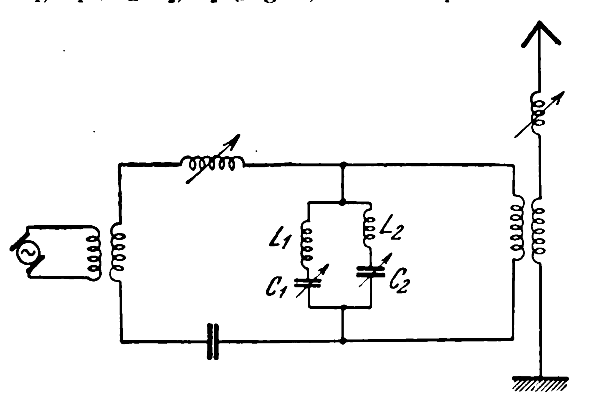


Fig. 1.

wendet, die auf die Störwellen abgestimmt sind und zusammen einen Sperrkreis $L_1 L_2 C_1 C_2$ bilden, der auf die Nutzfrequenz abgestimmt ist. Bei mehrfacher Frequenztransformation können mehrere solche Systeme in die Kreise der einzelnen Stufen eingeschaltet werden.

Statischer Frequenzwandler.

D.R.P. 441 209, Klasse 21a⁴, Gruppe 6 (Telefunken). Pat. vom 5. Juli 1923, ausgegeben am 25. Februar 1927.

Das Patent schützt die Verwendung der bekannten Eisen-Nickel-Legierung (Permalloy, ca. 80% Nickel + 20% Eisen) für Frequenzwandler.

Piezo-elektrische Wellenkontrolle.

D.R.P. 441 628, Klasse 21a⁴, Gruppe 8 (Int. Gen. Electric Co., Amerika), pat. vom 7. März 1926, Unionspriorität vom 14. Juli 1925, ausgegeben am 11. März 1927.

Die Resonanzfrequenz eines Piezokristalls hängt bekanntlich nicht allein von seiner Größe ab, sondern wird auch durch die Elektroden beeinflußt, und zwar vor allem durch die mitschwingenden Luftmassen. Um die Resonanzfrequenz unabhängiger von den äußeren Einflüssen zu ge-

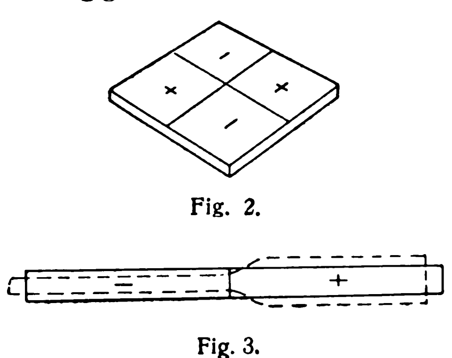


Fig. 2.

Fig. 3.

stalten, werden erfindungsgemäß mehrere Kristalle mit ihren Kanten derart aneinandergefügt, daß in den benachbarten Kristallen mechanische Beanspruchungen von entgegengesetztem Sinne hervorgerufen werden. Wie in Fig. 2 dargestellt, ist z. B. der Kristall aus 4 Teilen so zusammengesetzt, daß den Elektroden Flächen entgegengesetzter Polarität in benachbarten Teilen gegenüberstehen (in der Figur mit + und — unterschieden). Die Schwingungen sind in der Fig. 3 angedeutet.

Piezo-elektrische Wellenkontrolle.

D.R.P. 441 583, Klasse 21a⁴, Gruppe 8 (Int. Gen. Electric Co., Amerika), pat. vom 7. März 1926 (Unionspriorität vom 14. Juli 1925, ausgegeben am 7. März 1927).

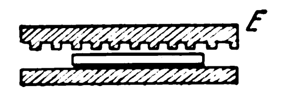


Fig. 4.

Um die Luftreibung und Wirkung der Elektroden auf die Eigenfrequenz eines Piezokristalls herabzusetzen, wird eine der Elektroden *E* (Fig. 4) mit Längs- und Quernuten versehen oder die Elektrode wird durch perforiertes Metall, Drahtgaze oder dergl. gebildet.

Piezoelektrische Wellenkontrolle.

Brit. Pat. 263 841 (Radiofrequenz-Ges., Eberhard, 29. Dezember 1925), veröffentlicht am 2. März 1927.

Zur Feststellung der Resonanzabstimmung eines Schwingungskreises *C*, *L* (Fig. 5) schaltet man parallel

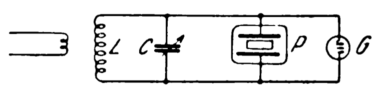


Fig. 5.

einen Piezokristall *P*, der in einen evakuierten bzw. gasgefüllten Behälter eingeschlossen ist, und beobachtet den G i e b e schen Lichteffekt. Zum Schutz des Kristalles und zur Begrenzung der Spannung wird erfindungsgemäß parallel eine Glimmlampe *G* geschaltet.

Fremdgesteuerte Sender für konstante Frequenz.

Brit. Pat. 264 935 (Thurn, Matthews), 30. Oktober 1925, veröffentlicht am 23. März 1927.

Zur Konstanthaltung der Sendefrequenz erfolgt die Kopplung zwischen Steuersender *S* (Fig. 6) und Energie-

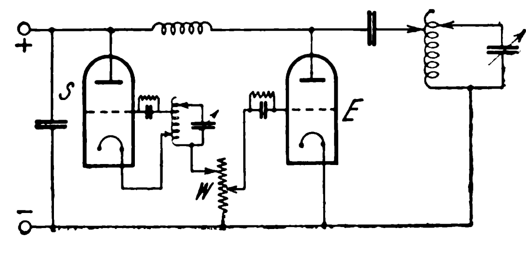


Fig. 6.

röhre *E* mit Hilfe eines Widerstandes *W*, der zugleich im Anodenkreis der Steuerröhre und im Gitterkreis der Energieröhre liegt (vgl. auch Brit. Pat. 239 599).

Röhrensender für kurze Wellen.

Brit. Pat. 264 234 (Marconi, 14. Oktober 1925), veröffentlicht am 9. März 1927.

Zur Erzeugung kurzer Wellen wird eine Spezialröhre verwendet, deren Elektroden so angeordnet und ausgebildet sind, daß der Schwingungskreis völlig im Innern

der Röhre liegt und nach außen nur Zuleitungen für die Geichstromkreise vorgesehen sind. Bei der in Fig. 7 wiedergegebenen Anordnung liegen voneinander isolierte Ringe O_1 und O_2 um den Glasfuß *W* der Röhre. Der Ring O_1 trägt die Gitterelektrode *G* und der Ring O_2 isoliert davon Metallstreifen *Y*, an denen die Anode *A* befestigt ist. Der Schwingungskreis wird gebildet durch die Selbstinduktion der Metallstreifen *Y* und die Kapazität zwischen Anode

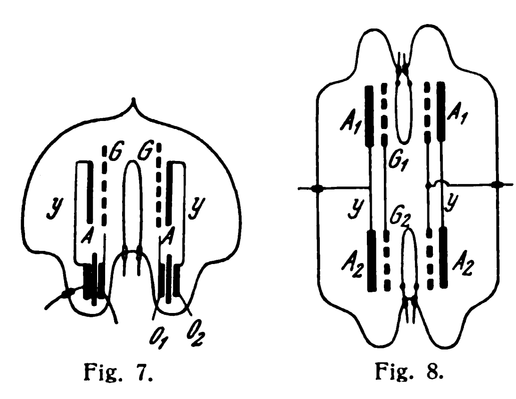


Fig. 7. Fig. 8.

und Gitter, insbesondere der größten Kapazität zwischen den beiden Metallringen *O*. Eine Doppelröhrenanordnung zeigt die Fig. 8. Die zwischen den beiden Röhrensystemen liegenden Selbstinduktionen werden durch die Metallstreifen *Y* gebildet, mit deren Mitten die Zuführungen verbunden sind (vgl. auch D.R.P. 427 596).

Fading-Beseitigung.

Brit. Pat. 263 876 (Marconi, 2. Januar 1926), veröffentlicht am 2. März 1927.

Zur Verringerung des Fading-Effektes werden mehrere Sende- oder Empfangsantennen *A* (Fig. 9) benutzt und so

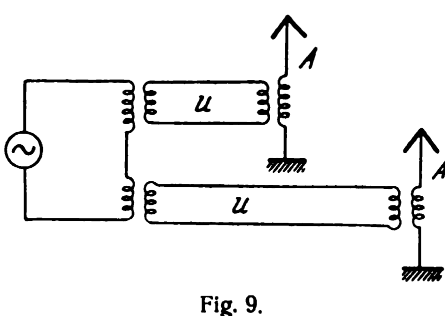


Fig. 9.

angeordnet, daß eine phasenverschobene Ausstrahlung bzw. Aufnahme z. B. durch verschieden lange Übertragerwege *u* erfolgt. Beim Empfang werden die von den einzelnen Antennen aufgenommenen Wellen getrennt verstärkt und gleichgerichtet und erst dann einem gemeinsamen Wiedergabeapparat zugeführt. In dem Übertragerkreis der einen Antenne beim Senden oder Empfangen kann eine periodische Phasenumkehr herbeigeführt werden. Anstatt mehrere örtlich getrennt aufgestellte Antennen zu verwenden, können auch mehrere Antennen benutzt werden, die verschiedene Richteigenschaft besitzen.

Differential-Modulation.

D.R.P. 441 584, Klasse 21a[4], Gruppe 14 (Huizinga, Holland), Pat. vom 18. Dezember 1925, Unionspriorität vom 17. Dezember 1924, ausgegeben am 5. März 1927.

Um in den Modulationspausen die Ausstrahlung der unmodulierten Trägerwelle zu verhindern, wird der Nutzkreis mit dem Sender über zwei Kreise differential gekoppelt bzw. mit Punkten gleichen Potentials verbunden. Durch die Modulation wird die Kompensation gestört. In Fig. 10 ist Antenne und Erde mit zwei Punkten des

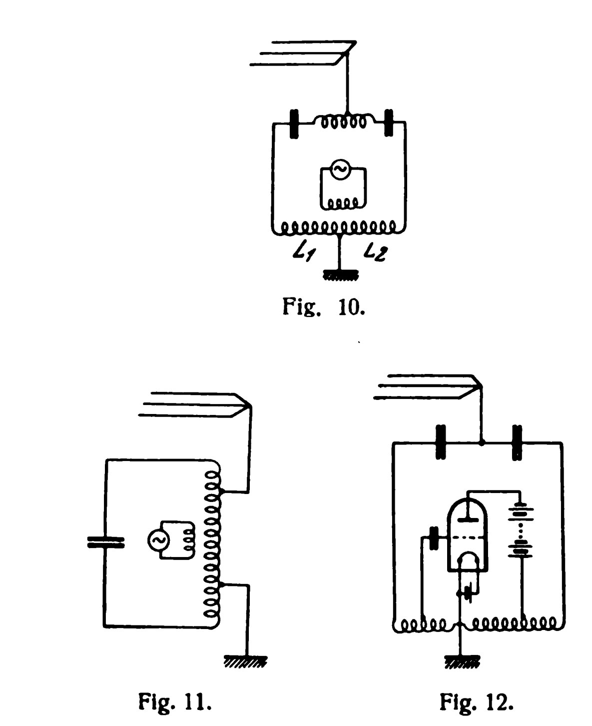


Fig. 10.

Fig. 11. Fig. 12.

Schwingungskreises verbunden, die gleiches Potential besitzen. Durch die Modulation werden die Selbstinduktionen L_1 und L_2 in entgegengesetztem Sinne geändert. Die Fig. 11 und 12 zeigen weitere Ausführungsformen.

Anodengleichstrommodulation.

D.R.P. 442 507, Klasse 21a[4], Gruppe 15 (Telefunken, Schäffer), Pat. vom 4. März 1921, ausgegeben am 30. März 1927, Zusatz zum D.R.P. 439 117.

Nach dem Hauptpatent 439 117 wird die Modulation eines Röhrensenders durch eine Modulationsröhre bewirkt, die im Anodengleichstromkreis eingeschaltet ist. Unter Umständen kann trotz Einschaltung von Drosseln und

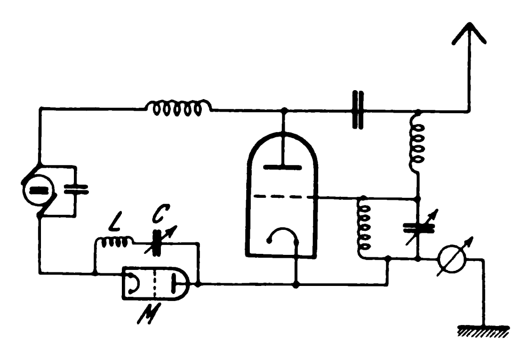


Fig. 13.

Kondensatoren in diesem Kreis ein verhältnismäßig hoher Hochfrequenzstrom fließen, der die Arbeit der Modulationsröhre stört. Dieser Nachteil wird erfindungsgemäß dadurch beseitigt, daß parallel zur Modulationsröhre *M* (Fig. 13) ein auf die Hochfrequenz abgestimmter Kreis *C*, *L* geschaltet wird.

Spiegelantenne für kurze Wellen.

Österr. Pat. 104 957 (Telefunken, 17. August 1925), ausgegeben am 10. Dezember 1926.

Ein Antennensystem mit mehreren Einzelantennen 1, 2, 3, 4 . . . (Fig. 14) in einer Ebene, die gegebenenfalls

phasenverschoben schwingen, besitzt eine zweiseitige Richtungscharakteristik, wie sie in der Figur punktiert angedeutet ist. Zur Erzielung einer einseitigen Richtungs-

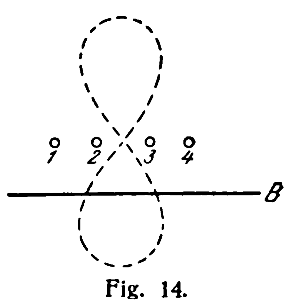


Fig. 14.

charakteristik soll hinter der Antenne ein Reflektor B angeordnet sein, der z. B. aus abgestimmten Einzeldrähten bestehen kann.

Spiegelantennensystem.

Brit. Pat. 264 572 (Franklin, 19. Oktober 1925), ausgegeben am 19. Januar 1927.

Eine Spiegelantenne, bei der mehrere Einzelantennen in einer Ebene im gleichen Abstand angeordnet und gleichmäßig erregt sind, besitzt eine Richtcharakteristik, die eine Hauptschleife senkrecht zur Antennenebene und eine Anzahl kleinerer Schleifen besitzt, deren Maxima im Verhältnis $^2/_3\,\pi : {}^2/_5\,\pi : {}^2/_7\,\pi$ . . . abnehmen.

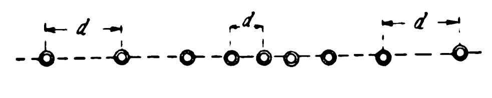


Fig. 15.

Erfindungsgemäß kann die Richtcharakteristik dadurch verbessert werden, daß entweder die Antennen nach außen zu mit abnehmender Stärke gespeist werden oder daß der Antennenabstand d nach außen zu vergrößert wird (Fig. 15). Nimmt für n-Antennen die Strahlung nach außen zu bis auf Null gleichmäßig ab, so treten statt $n-1$ - Nebenschleifen nur $\frac{n}{2}-1$ auf, deren Maxima im Verhältnis $(^2/_3\pi)^2 : (^2/_5\pi)^2 : (^2/_7\pi)^2$ . . . abnehmen.

Spiegelantennensystem.

Brit. Pat. 263 943 (Franklin), 7. Oktober 1925), ausgegeben am 7. Januar 1925.

In der deutschen Patentschrift 427 599 ist eine Antenne beschrieben, bei der eine besonders gute Richtwirkung dadurch erzielt werden soll, daß für jede zweite Halbwelle einer in mehreren Halbwellen schwingenden Antenne die

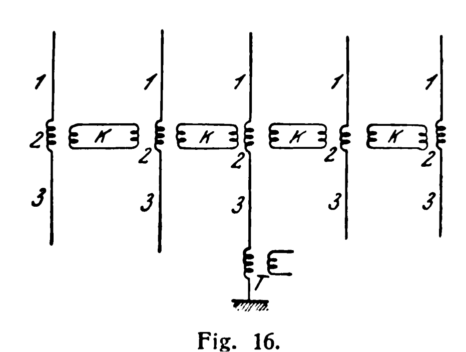


Fig. 16.

Strahlung unterdrückt wird. Erfindungsgemäß werden mehrere solche Antennen so angeordnet und miteinander gekoppelt, daß sie gleichphasig erregt werden. Dabei braucht nur eine der Antennen vom Sender unmittelbar erregt werden. In Fig. 16 bestehen die einzelnen Antennen aus den strahlenden Teilen 1 und 3, während für die Teile 2 die Strahlung unterdrückt ist. Nur die mittlere Antenne wird durch den Transformator T unmittelbar erregt, während die übrigen Antennen miteinander durch die abgestimmten Kreise K gekoppelt sind.

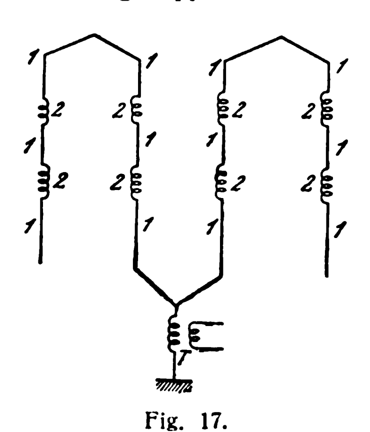


Fig. 17.

In Fig. 17 ist ein Antennensystem dargestellt, bei der jede Antenne drei strahlende Teile 1 und zwei nichtstrahlende Teile 2 besizt. Die Antennen sind so miteinander verbunden, daß sie eine fortlaufende Leitung bilden.

Peilen mit kurzen Wellen.

D.R.P. 442 042, Klasse 21a⁴, Gruppe 48 (Telefunken), Pat. vom 20. Januar 1926, ausgegeben am 22. März 1927.

Beim Peilen mit kurzen Wellen treten durch die Neigung der Polarisationsebene der Raumwellen Störungen ein, die ein scharfes Minimum verhindern. Erfindungsgemäß wird eine zweite kleine Richtantenne derart mit der Hauptrichtantenne kombiniert, daß die von der Raumstrahlung herrührende störende Komponente kompensiert wird.

Störbefreiung.

D.R.P. 442 400, Klasse 21a⁴, Gruppe 52 (Telefunken), Pat. vom 16. September 1924, ausgegeben am 30. März 1927.

Die bei der drahtlosen Übertragung auftretenden Störungen sind für verschiedene Wellenbereiche sehr verschieden. Erfindungsgemäß werden daher dieselben Zeichen gleichzeitig von zwei Sendern mit möglichst verschiedenen Wellen ausgesendet. Im Empfänger werden beide Wellen empfangen und im gleichen Empfangshörer zur Wirkung gebracht.

Kompensation der Selenträgheit für Bildtelegraphie.

D.R.P. 442 025, Klasse 21a⁴, Gruppe 32 (Prof. Korn), Pat. vom 21. Januar 1922, ausgegeben am 19. März 1927.

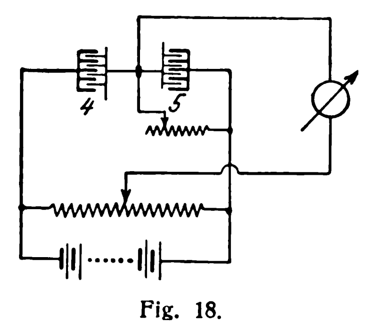


Fig. 18.

Zur Kompensation der Selenträgheit wird die in Fig. 18 wiedergegebene Anordnung (Kornscher Selenkompensator) benutzt. Die Belichtung der Kompensationszelle 5

erfolgte bisher dadurch, daß im Brückenstrom ein Saitengalvanometer eingeschaltet wurde, dessen Ausschläge eine größere oder kleine Belichtung ermöglichten. Dabei ergab sich der Vorteil, daß die Belichtung der Kompensations-

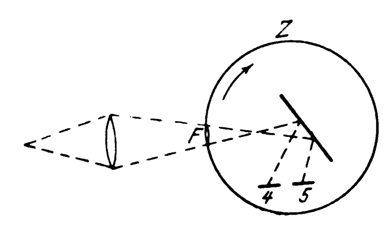


Fig. 19.

zelle mit einer kleinen Verzögerung eintrat. Erfindungsgemäß wird diese verzögerte Belichtung durch eine Verzögerung des Bildträgers erzielt. In Fig. 19 ist der Bildfilm *F* auf dem Glaszylinder *Z* aufgewickelt. Die Selenzellen 4 und 5 sind so angeordnet, daß bei Drehung des Zylinders die eine Selenzelle etwas früher den Bildeindruck erhält als die andere.

Synchronisierung bei Bildübertragung.

Brit. Pat. 264 816 (Karolus, 19. Januar 1926), veröffentlicht am 23. März 1927.

Der Sender 1 (Fig. 20) erzeugt eine Grundfrequenz, die unmittelbar zur Steuerung des phonischen Rades 3 benutzt wird. Durch die Verstärker 5 und 6 werden höhere Har-

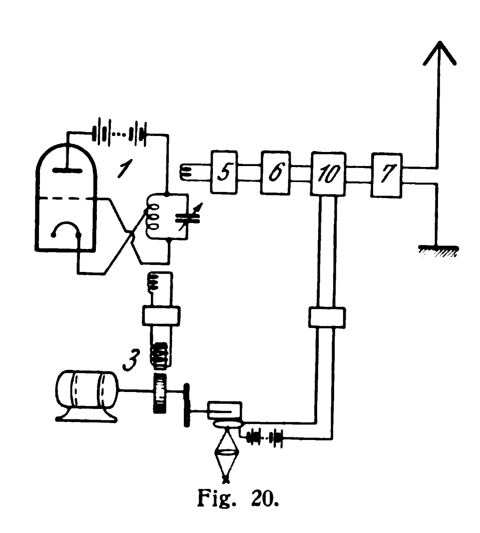


Fig. 20.

monische der Grundfrequenz gewonnen und diese durch die den Lichtschwankungen entsprechenden Ströme moduliert. Nach Verstärkung in der Energieröhre 7 werden die modulierten Hochfrequenzströme ausgestrahlt. Auf der Empfangsseite wird ein Hilfssender benutzt, der die gleiche Frequenz besitzt wie der Sender 1. Harmonische dieser Hilfsfrequenz werden mit den ankommenden Schwingungen überlagert und die Schwebungswellen zur Synchronisierung verwendet.

Einrichtung zum Fernsehen.

Brit. Pat. 264 174 (Telefunken, 8. Januar 1926), veröffentlicht am 9. März 1927.

Das Bild eines Films wird in der üblichen Weise mit Hilfe einer Photozelle abgetastet. Die den Lichtschwankungen entsprechenden Ströme steuern nach der Fernübertragung eine Kerrzelle. Anstelle des Kerreffektes kann auch der Faradayeffekt benutzt werden.

Doppelgitterröhre für normale 4-polige Sockel.

Brit. Pat. 264 031 (Flanders, Howard, 16. Februar 1926), veröffentlicht am 2. März 1927.

In Fig. 21 ist eine Doppelgitterröhre wiedergegeben, die nur vier Zuführungen besitzt, so daß sie in normalen

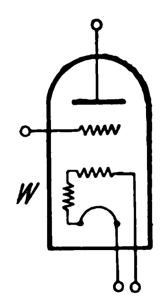


Fig. 21.

Sockeln verwendet werden kann. Erreicht wird dies dadurch, daß die eine Seite des Heizfadens über einen Widerstand *W* mit der einen Seite des ersten Gitters verbunden ist, während die andere Seite des Gitters nach außen geführt ist. Der Heizstrom durchfließt so Heizfaden und erstes Gitter. Der Widerstand *W* kann fortgelassen werden, wenn das Gitter einen erheblichen Widerstand besitzt. Das Raumladegitter kann als Spule ausgebildet werden, so daß es ein magnetisches Feld erzeugt.

Die neuesten deutschen Hochfrequenz-Patente.

Nr.	Klasse und Gruppe	Ausgabetag	Inhalt
389 746	21a^{1}/38	15. 3. 27	Empfangseinrichtung
433 603	21a^{4}/35	25. 2. 27	Speisung von Röhrengeräten aus dem Netz
438 337	21a^{4}/52	5. 3. 27	Drahtlose Geheimtelephonie
441 011	21a^{2}/25	25. 2. 27	Mehrfach-Hörvorrichtung
441 058	21a^{2}/11	25. 2. 27	Lautsprechermembran
441 123	21g/13	24. 2. 27	Regelung des Auspumpens von Röhren
441 189	21g/10	24. 2. 27	Kondensator
*441 209	21a^{4}/6	25. 2. 27	Frequenzwandler
441 275	21a^{1}/32	3. 3. 27	Fernsehanlage
441 375	21a^{4}/68	7. 3. 27	Flachringspule
441 473	21g/1	5. 3. 27	Wickelmaschine für Magnetspulen
441 474	21g/12	7. 3. 27	Glimmlichtentladungsröhre
441 567	21g/13	7. 3. 27	Speisung von Röhren aus dem Netz
*441 583	21a^{4}/8	7. 3. 27	Piezo-elektrischer Schwingungserzeuger
*441 584	21a^{4}/14	5. 3. 27	Modulationsverfahren
*441 628	21a^{4}/8	11. 3. 27	Piezo-elektrischer Schwingungserzeuger
441 629	21g/11	7. 3. 27	Elektrolytischer Gleichrichter
441 674	21a^{4}/66	11. 3. 27	Metallbandantenne
441 757	21a^{2}/4	11. 3. 27	Umwandlung von Schallwellen
441 989	21a^{4}/29	17. 3. 27	Neutrodyneschaltung
441 990	21a^{4}/58	22. 3. 27	Eisenbahn-Telegraphie und Telephonie
441 991	21a^{4}/58	17. 3. 27	Eisenbahn-Telegraphie und Telephonie
441 992	21a^{4}/77	19. 3. 27	Röhrenfassung
441 993	21c/2	17. 3. 27	Herstellung von Isolierbuchsen
441 997	21g/13	18. 3. 27	Fadenanordnung für Röhren
441 998	21g/13	18. 3. 27	Halterung von Glühkathoden
*442 025	21a^{2}/32	19. 3. 27	Kompensation der Seelenträgheit für Bildtelegraphie
*442 042	21a^{4}/48	22. 3. 27	Peilen mit kurzen Wellen
442 043	21a^{4}/72	23. 3. 27	Schalter
442 087	21g/10	22. 3. 27	Drehkondensator
442 127	21g/13	22. 3. 27	Schutz der Röhren gegen Ueberspannungen
442 179	21a^{4}/52	29. 3. 27	Geheimtelegraphie oder Störbefreiung
442 180	21a^{4}/59	23. 3. 27	Hochfrequenztelephonie längs Starkstromleitungen
442 278	21g/24	29. 3. 27	Medizinischer Hochfrequenz-Apparat
*442 400	21a^{1}/52	30. 3. 27	Verfahren zur Störverringerung
*442 507	21a^{4}/15	30. 3. 27	Modulation von Röhrensendern
442 505	21a^{2}/2	30. 3. 27	Bandlautsprecher

Die mit * bezeichneten Patente sind in diesem Heft ausführlicher referiert.

Band 29 Juni 1927 Heft 6

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie
Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

INHALT

Manuskripte für das Jahrbuch, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an die Schriftleitung Dr. E. Mauz, Greifswald, Physikalisches Institut, zu senden. — Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen. — Abonnements und Inserate sind zu richten an die Verlagsbuchhandlung M. Krayn, Berlin W 10, Genthiner Straße 39, Postscheck-Konto Berlin 32647.

Der Gegentakt-Röhrengenerator für modulierte Schwingungen.

Von **Paul Schmakow**, Moskau.

Für drahtlose Telephonie ohne Trägerwelle wird zur Beseitigung der letzteren gewöhnlich das sogenannte Gegentakt-Modulations-System benutzt. Dieses System wird in den Vereinigten Staaten für Hochfrequenztelephonie längs Leitungen, sowie auch auf der Transatlantischen Großstation in Rockey-Point angewandt.

Die Grundschaltung des Gegentakt-Modulations-Systems erfordert zwei Sprechröhren und eine Schwingungsröhre. Die im vorliegenden Artikel beschriebene Schaltung vereinigt die Sprech- und Schwingungsanordnungen und erfordert nur zwei Röhren. Solche Vereinfachung der Schaltung ist bei trag- und fahrbaren Stationen (für die Luftschiffahrt, Eisenbahn und Kriegszwecke), sowie auch bei leichten Amateur-Telephonie-Stationen von großem Wert.

Betrachten wir Fig. 1. Hier haben wir eine Anordnung, bestehend aus zwei Röhren und einem Schwingungskreis S im gemeinsamen Teil der Anodenstromkreise. Die sich verzweigenden Anodenstromkreise werden mittels der Spulen F und G mit der Antenne gekoppelt. Die Gitter beider Röhren sind durch die Sekundärwicklung des Mikrophontransformators parallel geschaltet. Die Mitte der Sekundärwicklung ist mit dem Nullpunkt K des Heizstromkreises verbunden. In den Gitterstromkreisen sind in einem für beide Röhren gemeinsamen Teil die Rückkopplungsspule L und die Gittervorspannungsbatterie B_3 eingeschaltet. Wie aus Fig. 1 zu ersehen ist, erhalten wir, wenn man eine der Röhren ausschaltet (I oder II), eine gewöhnliche Schwingungsschaltung mit Selbsterregung. Das Einschalten der zweiten Röhre nach obigen Ausführungen kompliziert den Schwingungs- und Modulationsvorgang, die wir in folgendem einer näheren Betrachtung unterziehen.

Das Hauptunterscheidungsmerkmal des in vorliegender Arbeit beschriebenen Modulationssystems ist nämlich, daß

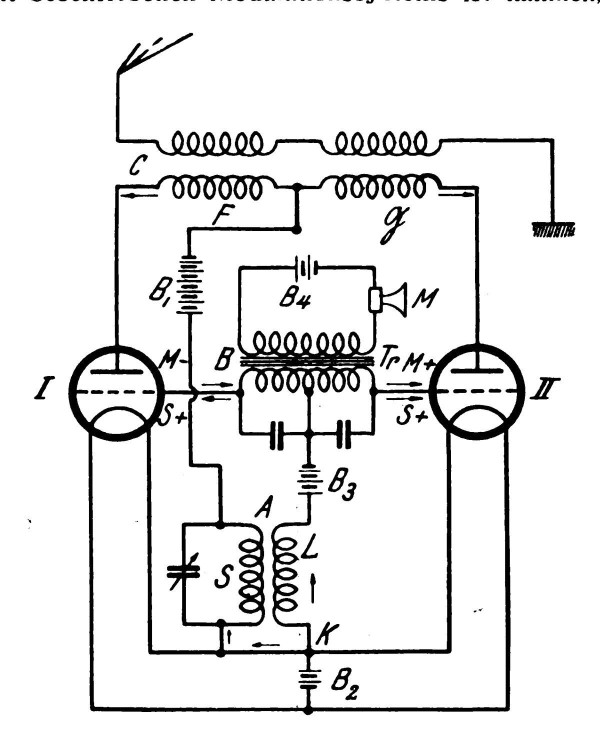


Fig. 1.

Energie von der Antenne nur während der Arbeit des Mikrophons, d. h. nur während des Gespräches, ausgestrahlt wird.

In diesem System sind mehrere Möglichkeiten für die Zuführung der Hoch- und Niederfrequenzspannung, wie für die Abnahme des modulierten Stromes vorhanden. Betrachten wir den Fall, welcher in der Praxis angewandt wird. Die Hochfrequenzspannung werde den Gittern der Röhren durch den Transformator A und die Niederfrequenz durch den Transformator B zugeführt. Die Energieabnahme wird mittels des Transformators C ausgeführt.

Es sei die Hochfrequenzspannung

$$e_1 = \mathfrak{E}_1 \sin \omega t \tag{1}$$

an den Gittern der Röhren phasengleich, während die Niederfrequenzspannung

$$e_2 = \mathfrak{E}_2 \sin \alpha t \tag{2}$$

eine Phasenverschiebung von 180° aufweise.

Aus der Theorie der Kathodenröhren ist bekannt, daß, wenn die Gitterspannung gleich e_g ist, die Aenderung des Anodenstromes

$$i_a = a_1 e_g + a_2 e_g^{\,2} \tag{3}$$

sein wird, wo a_1 und a_2 Konstante sind, welche vom Verstärkungsfaktor μ der Röhren, ihrem inneren Widerstande R_i, der Größe $\frac{\partial R_i}{\partial E_a}$ und dem Belastungswiderstand Z abhängig sind. Wenn Z ein ohmscher Widerstand R ist, sind

$$a_1 = \frac{\mu}{R_i + R} \tag{4}$$

und

$$a_2 = -\frac{1}{2} \cdot \frac{\mu^2 R_i \frac{\partial R_i}{\partial E_a}}{(R_i + R)^3} \tag{5}$$

In unserem Falle wird die Spannung am Gitter der ersten Röhre

$$e_g = \mathfrak{E}_1 \sin \omega t - \mathfrak{E}_2 \sin \alpha t \tag{6}$$

und an der zweiten Röhre

$$e_g = \mathfrak{E}_1 \sin \omega t + \mathfrak{E}_2 \sin \alpha t \tag{7}$$

sein.

Der Anodenstrom wird dann laut Gleichung (3) für die erste Röhre:

$$i_1 = a_1 (\mathfrak{E}_1 \sin \omega t - \mathfrak{E}_2 \sin \alpha t) + a_2 (\mathfrak{E}_1 \sin \omega t - \mathfrak{E}_2 \sin \alpha t)^2 =$$
$$= a_1 \mathfrak{E}_1 \sin \omega t - a_1 \mathfrak{E}_2 \sin \alpha t + \frac{a_2 \mathfrak{E}_1^2}{2} - \frac{a_2 \mathfrak{E}_1^2}{2} \cos 2 \omega t -$$
$$- 2 a_2 \mathfrak{E}_1 \mathfrak{E}_2 \sin \omega t \sin \alpha t + \frac{a_2 \mathfrak{E}_2^2}{2} - \frac{a_2 \mathfrak{E}_2^2}{2} \cos 2 \alpha t \; ;$$

für die zweite Röhre:

$$i_2 = a_1 (\mathfrak{E}_1 \sin \omega t + \mathfrak{E}_2 \sin \alpha t) + a_2 (\mathfrak{E}_1 \sin \omega t + \mathfrak{E}_2 \sin \alpha t)^2 =$$
$$= a_1 \mathfrak{E}_1 \sin \omega t + a_1 \mathfrak{E}_2 \sin \alpha t + \frac{a_2 \mathfrak{E}_1^2}{2} - \frac{a_2 \mathfrak{E}_1^2}{2} \cos 2 \omega t$$
$$+ 2 a_2 \mathfrak{E}_1 \mathfrak{E}_2 \sin \omega t \sin \alpha t + \frac{a_2 \mathfrak{E}_2^2}{2} - \frac{a_2 \mathfrak{E}_2^2}{2} \cos 2 \alpha t$$

In den Anodenspulen F und G fließen beide Ströme in der entgegengesetzten Richtung und müssen folglich subtrahiert werden:

$$i_a = i_2 - i_1 = 2 a_1 \mathfrak{E}_2 \sin \alpha t + 4 a_2 \mathfrak{E}_1 \mathfrak{E}_2 \sin \omega t \sin \alpha t =$$
$$= 2 a_1 \mathfrak{E}_2 \sin \alpha t + 2 a_2 \mathfrak{E}_1 \mathfrak{E}_2 [\cos(\omega - \alpha) t - \cos(\omega + \alpha) t] \tag{8}$$

Eine entsprechende Gleichung erhalten wir auch für die zweite Hälfte der Tonfrequenzperiode, wenn i_1 größer als i_2 sein wird.

Folglich werden im Anodenstromkreise die Frequenzen α, $(\omega + \alpha)$ und $(\omega - \alpha)$ vorhanden sein. Da aber der Luftleiter nur auf die Hochfrequenz abgestimmt ist und die Tonfrequenz α auf ihn nicht übertragen wird, haben wir in der Antenne nur den modulierten Strom beider Seitenfrequenzen $(\omega + \alpha)$ und $(\omega - \alpha)$, ohne die Trägerfrequenz.

Im wesentlichen ist die Gegentaktmodulation eine gewöhnliche Gittermodulation. Deshalb wollen wir hier kurz mittels der von Prof. M. W. Schuleikin vorgeschlagenen graphischen Methode das Prinzip der Gittermodulation betrachten. Diese Methode gibt wohl nur eine annähernde Lösung der gestellten Aufgabe, dafür aber gibt sie ein anschauliches Bild des ganzen Vorgangs.

Voraussetzung bei der erwähnten Methode ist, daß Schwingungen erster Art vorliegen, d. h., daß die Schwingungsamplitude durch den Knick der Arbeitskennlinie begrenzt wird, wobei die Schwingungsamplitude proportional der Amplitude des Wechselstromanteiles des Anodenstromes ist. Diese Bedingung ist im allgemeinen in der Praxis nicht genau erfüllt; man kann ihr jedoch nahe kommen durch besondere Betriebsbedingungen, z. B. lose Rückkopplung, wie sie ja bekanntlich auch angewandt werden, wenn man gute Gittermodulation bekommen will.

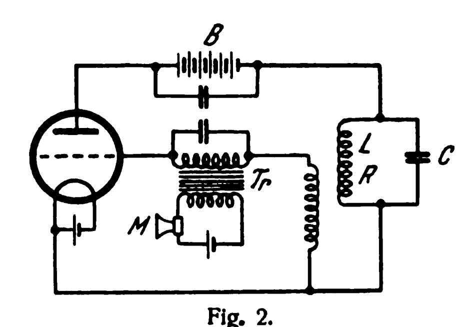


Fig. 2.

Betrachten wir die in Fig. 2 angegebene Schaltung. Die ideale statische Kennlinie der Röhre wird

$$J_a = S(e_g + D e_a) \tag{9}$$

sein, wo J_a der Anodenstrom, S die Röhrensteilheit, e_g die Gitterspannung, D den Durchgriff der Röhre und e_a die

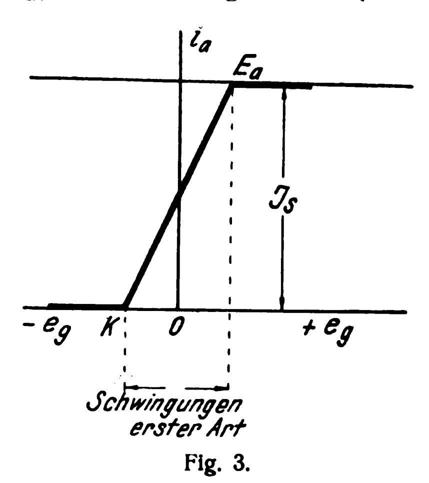


Fig. 3.

Anodenspannung bedeuten. Begrenzen wir die Kennlinie durch zwei Geraden — die Abszissenachse und den Sättigungsstrom J_s (Fig. 3). Bei Schwingungen erster Art wird die statische Charakteristik durch die Gerade KE_a dargestellt.



Wie bekannt, wird der Schwingungszustand der Röhre durch eine dynamische Charakteristik ausgedrückt. Sofern der innere Widerstand R_i der Röhre als konstant angesehen werden kann und wenn der äußere Widerstand $Z = \frac{L}{CR}$ des Schwingungskreises $= R_i$ ist, ergibt sich die Steilheit der dynamischen Charakteristik zu

$$S_d = \frac{1}{2} S \tag{10}$$

Bei voller Ausnutzung der Röhre mit Schwingungen erster Art wird die dynamische Charakteristik durch die Gerade

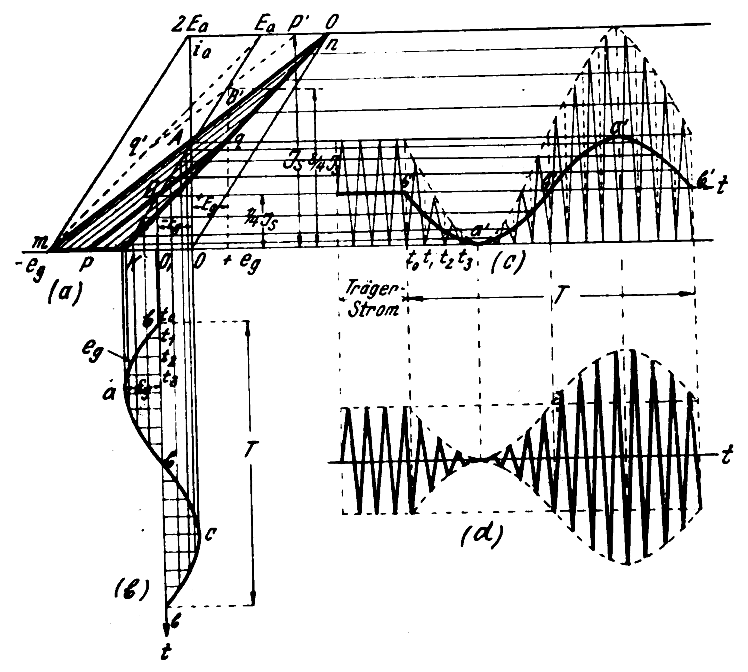


Fig. 4.

mn [Fig. 4 (a)], dargestellt, welche sich auf die statische Kennlinie stützt, die den Anodenspannungen $e_a = o$ und $e_a = 2 E_a$, wo E_a die normale Anodenspannung der Röhre ist, entspricht.

Nehmen wir an, daß das Mikrophon M nicht besprochen wird, d. h. daß keine Modulation vorhanden ist, dann würde bei Schwingungen in der Röhre die momentane Größe des Anodenstromes sich entsprechend der dynamischen Charakteristik mn von Null bis zum Sättigungsstrom J_s ändern. Wenn das Mikrophon betätigt wird, ändert sich die Gitterspannung mit der Tonfrequenz und der Modulationsprozeß wird dadurch dargestellt, daß sich die dynamische Charakteristik mn längs der statischen Charakteristik KE_a im Takt der Tonfrequenz auf und ab verschiebt.

Möge sich mn nach unten verschieben, wo sie sich mit dem einen Ende auf die Abzissenachse stützt. Da wir nur die Schwingungen erster Art (d. h. sinusoidale Schwingungen) betrachten, muß in jedem Falle die dynamische Charakteristik zu beiden Seiten der statischen Charakteristik KE_a gleich lang sein. Folglich muß das andere Ende n sich auf eine Gerade Kn stützen, welche mit Km und mn ein Dreieck bilden, in welchem KE_a die Mediane vom Scheitel K bildet. Wir unterlassen die ausführliche Analyse und nehmen die dynamische Charakteristik des Leerlaufs, welche einer unverzerrten Modulation entspricht. Dies wird die Gerade pq sein, welche die statische Charakteristik KE_a bei B kreuzt und deren Leerlaufstrom

$$J_o = \frac{1}{4} J_s \tag{11}$$

ist.

Bei Veränderung des Gitterpontentials laut der Sinusoide $b\,a\,b\,c\,b$ [Fig. 4 (b)] wird die Charakteristik pq vom Punkt B zuerst nach K hinuntergerückt und sodann wieder nach oben verschoben, wobei sie die Anfangslage A passiert. Die Gleichstromkomponente des Anodenstromes wird sich auch entsprechend der Kurve $b'a'\,b'c'\,b'$ [Fig. 4 (c)] verändern, die momentane Größe des Hochfrequenzwechselstromes wird um diese Kurve eine Sinusoide zeichnen, deren maximale Amplitude sich in jedem Augenblick entsprechend der Größe der dynamischen Charakteristik verändert.

In der Antenne werden wir dann die Wechselstromkomponente der Hochfrequenz, d. h. den modulierten Strom in der Form, wie er in üblicher Weise dargestellt wird [Fig. 4 (d)] haben. Hier haben wir 100% Modulation. Aus dem gegebenen Diagramm [Fig. 4 (a)] ist gleich zu ersehen, welche Gittervorspannung $-E_g$ wir geben müssen, und wie groß die Scheitelspannung ε_g der Tonfrequenz sein muß, um nicht Verzerrungen hervorzurufen.

Hier muß man bemerken, daß eine beliebige andere Wahl des Leerlaufzustandes unvermeidlich eine Verzerrung der Form der Modulationskurve und folglich auch die Verzerrung der ganzen Uebertragung hervorrufen wird.

Es ist wohl möglich unverzerrte Wiedergabe bei derselben ε_g und bei der Gittervorspannung $+E_g$ auf Punkt (B'), wobei

$$J_o = {}^3/_4 J_s \tag{12}$$

ist, zu erhalten.

In diesem Falle wird sich die Charakteristik $p'q'$ in den Grenzen des Dreiecks $E_a\,m\,n$ verschieben, und das Diagramm (c) (Fig 4) sich nicht auf die Abzissenachse, sondern auf den Sättigungsstrom stützen. Da aber die mittlere modulierte Leistung in beiden Fällen gleichgroß, der Leerlaufstrom aber im zweiten Falle größer ist, so werden auch die Verluste in der Röhre im zweiten Falle größer sein. Deshalb ist der erste Fall vorzuziehen.

Auf Grund der eben angeführten Erwägungen stellen wir weiter den ganzen Modulationsprozeß (Fig. 1) graphisch dar. Zeichnen wir das Diagramm (1 a) (Fig. 5) einer unverzerrten Modulation für beide Röhren und betrachten die modulierten Ströme in den Spulen F und G. Beim Zeichnen des Diagramms muß man beachten, daß, wenn bei der Röhre I die Tonfrequenzgitterspannung sich verringert, diese bei der Röhre II wächst und umgekehrt. Deshalb wird anfangs auch der Anodenstrom der Röhre I zuerst abfallen und der bei Röhre II anwachsen. Da aber die Anodenströme in den Spulen F und G um 180° verschoben sind, so müssen die Charakteristiken der beiden Röhren um 180° gegeneinander versetzt werden.

Solange keine Tonfrequenz zugeführt wird, kann die Veränderung des Anodenstromes unter der Wirkung der Trägerhochfrequenz, welche beide Gitter gleichphasig belastet, für die Spulen F und G durch zwei gleiche, entgegengerichtete Kurven dargestellt werden. Die Veränderung des Anodenstromes jeder Röhre bei Einwirkung der Tonfrequenz ist auf Diagramm (I) dargestellt.

Die Ströme fließen nach der Verzweigung in den Spulen F und G in entgegengesetzten Richtungen und induzieren deshalb in der Antennenspule elektromotorische Kräfte

mit einer Phasenverschiebung von 180°. Die auf solche Art in der Antenne von jeder Röhre erregten modulierten Schwingungen sind auf Diagramm (2) dargestellt. Der resultierende modulierte Strom in der Antenne, welcher durch Summieren beider eben betrachteten Ströme entsteht, ist in Form von Schwebungen (3) ohne Trägerwelle dargestellt. Die Gleichung der Kurve (3) erhalten wir, wenn wir die modulierten Ströme in der Antenne einzeln

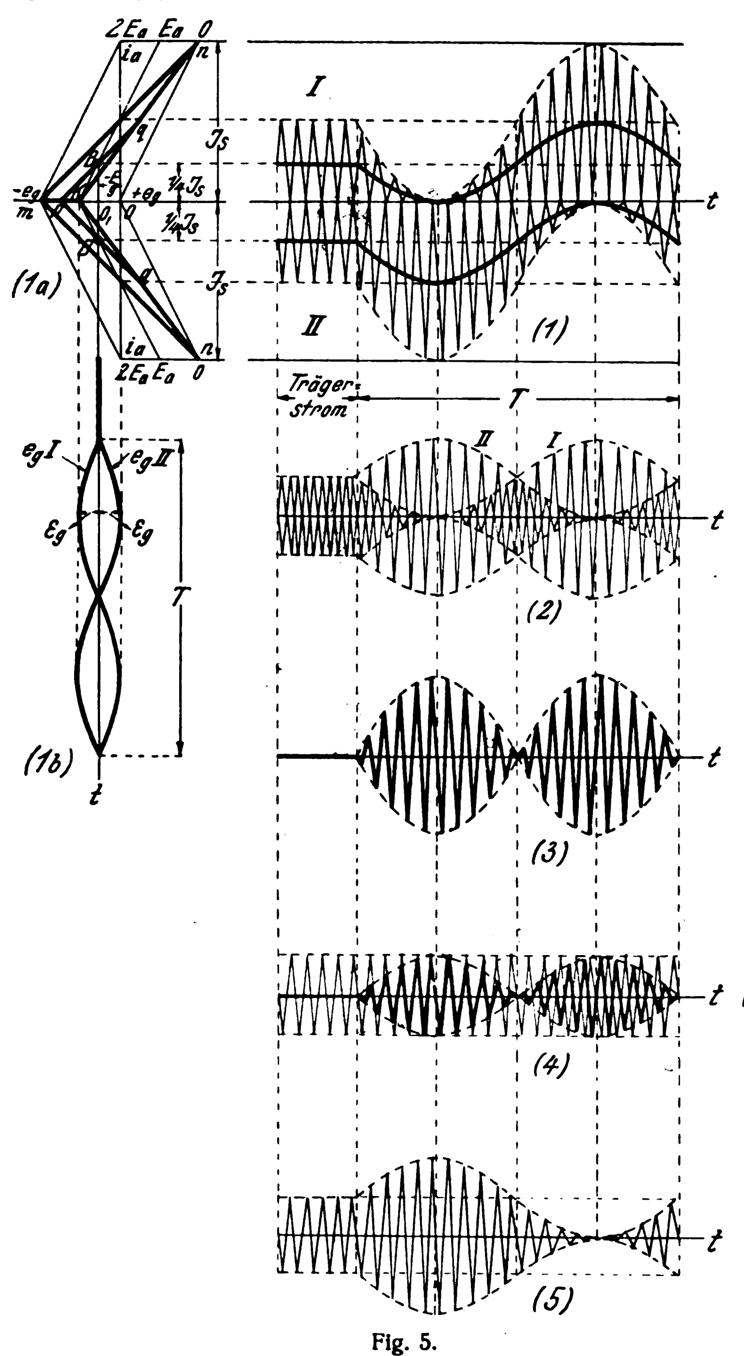


Fig. 5.

(Diagramm 2) von jeder Röhre zugeführt betrachten. Im Falle 100% Modulation haben wir von Röhre II

$$i_2 = J_0 (1 + \sin a t) \sin \omega t \qquad (13)$$

da im Anfangsmoment die Amplitude des modulierten Stromes wächst.

Von Röhre I, welche bei der folgenden Periodenhälfte der Tonfrequenz überwiegt, und bei der die Amplitude des modulierten Stromes im Anfangsmoment sich verringert, hat der Strom eine entgegengesetzte Richtung, d. h.

$$i_1 = - J_0 (1 - \sin a t) \sin \omega t \qquad (14)$$

Der resultierende Strom (Diagramm 3) ist $i = i_1 \cdot i_2$, also

$$i = 2 J_0 \sin \omega t \cdot \sin a t \qquad (15)$$

Die Amplitude des modulierten Stromes (15) wird abhängig von der Größe at sich periodisch zwischen den Werten $+2 J_0$ und $-2 J_0$ ändern. Das Zeichen Minus weist auf die entgegengesetzte Phase im Laufe einer Tonfrequenz-Periodenhälfte hin.

Der Ausdruck (15) kann so geschrieben werden:

$$i = J_0 \; [\cos (\omega - a) t - \cos (\omega + a) t] \qquad (16)$$

Wir haben somit Schwingungen in Form von Schwebungen erhalten, wobei Schwingungen in der Antenne nur während der Tätigkeit des Mikrophons vorhanden sind. Diese Schwingungen werden zur Empfängerantenne übertragen und erregen in ihr Schwingungen von derselben Form.

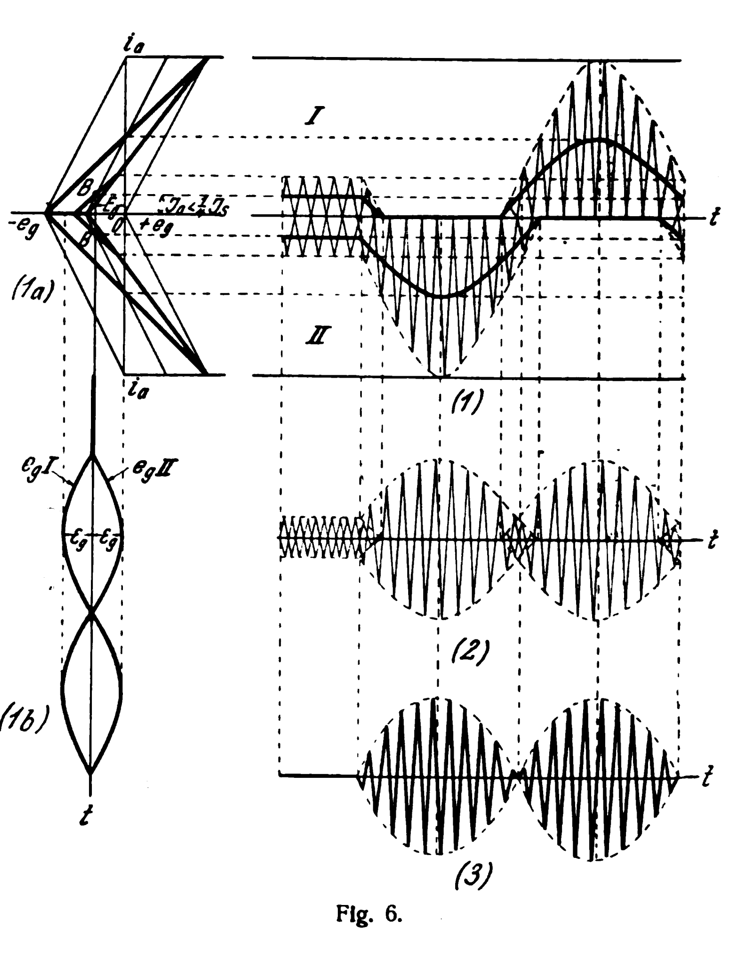


Fig. 6.

Um aber ohne Verzerrung die angekommenen Wellen in Tönen wiederzugeben, muß man die aufgefangenen Schwingungen in gewöhnliche modulierte Schwingungen verwandeln.

Zu diesem Zwecke koppeln wir mit dem Empfangskreis einen Lokalgenerator, welcher Schwingungen von der Frequenz ω (Diagramm 4) erzeugt. Der resultierende Empfangsstrom, der durch Addition zweier Ströme des Diagramms (4) erhalten wird, wird durch die Kurve (5) dargestellt, welche die Form der üblichen modulierten Welle hat und nach der Demodulation die Tonfrequenzschwingung gibt.

Die Fig. 5, welche wir eben betrachtet haben, stellt einen klassischen Fall unverzerrter Modulation dar, wenn

die Leerlauf-Arbeitskennlinie pq so gewählt ist, daß der Leerlaufstrom für den Mittelpunkt B

$$J_o = \frac{1}{4} J_s \qquad (11)$$

ist, wobei die ganze Tonfrequenzwelle im Gebiet der negativen Gitterpotentiale liegt. Betrachten wir jetzt einige interessante Fälle, welche von dem klassischen Fall abweichen.

Möge der Leerlaufzustand so gewählt sein, daß

$$J_o < {}^1\!/_4 J_s \qquad (17)$$

d. h. der Punkt B ist längs der statischen Charakteristik etwas nach unten verschoben, wie man es auf Diagramm (1a) Fig. 6 sieht. Möge dabei die Amplitude der Tonfrequenzschwingung ε_g wie früher im Gebiet der negativen Gitterpotentiale liegen und gleich der Gittervorspannung E_g sein

$$\varepsilon_g = E_g \qquad (18)$$

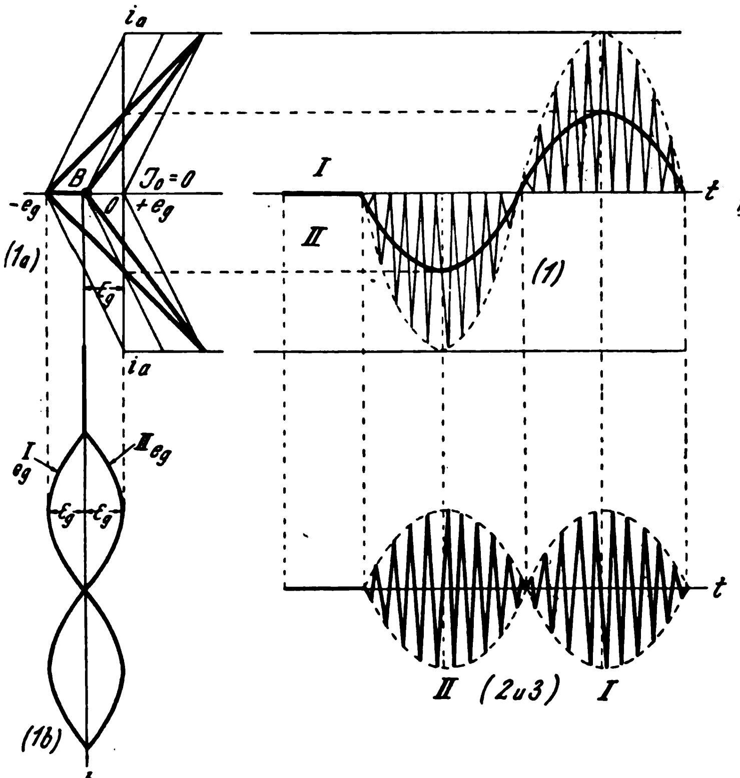


Fig. 7.

In diesem Falle wird die Potentialänderung der Gitter I und II unter dem Einfluß der Tonschwingung durch das Diagramm (1 b) und die Veränderung des Anodenstromes durch das Diagramm (I) Fig. 6 dargestellt.

Die modulierten Ströme jeder Röhre sind auf dem Diagramm (2) Fig. 6 gezeigt. Aus letzterem ist zu sehen, daß, wenn nur die erste oder die zweite Röhre mit Gittermodulation gearbeitet hätte, wir in der Antenne eine verzerrte Kurve des modulierten Stromes hätten, da während der Tonperiode die Hochfrequenzkurve unterbrochen wird. Bei der Gegentaktmodulation mit der gleichzeitigen Einwirkung zweier Röhren auf die Antenne werden die Ströme addiert, und der resultierende modulierte Strom erhält die Form von Schwebungen, wie es auf Diagramm (3) Fig. 6 dargestellt ist. Folglich haben wir auch in diesem Falle unverzerrte Modulation, da das Diagramm (3) wie früher auf Fig. 5, in Diagramme (4) und (5) umgewandelt werden kann. Betrachten wir ferner Fig. 7. Hier ist der Leerlaufstrom

$$J_o = 0 \qquad (19)$$

Die Tonwelle liegt wie früher im negativen Gebiet der Gitterpotentiale, dabei ist

$$\varepsilon_g = E_g \qquad (18)$$

Aus Diagramm (1) Fig. 7 ist zu ersehen, daß in diesem Falle, solange das Mikrophon nicht besprochen wird, die Trägerwelle sogar in den Anodenkreisen beider Röhren fehlt, d. h. im Kreise S (Fig. 1) sind keine Hochfrequenzschwingungen vorhanden; sobald aber die Tonschwingung erscheint (1 b), entstehen im Kreise S Hochfrequenzschwingungen und der Anodenstrom in den Spulen F und G verändert sich laut Diagramm (1) (Fig. 7). Der Strom existiert dabei in jeder Anodenhälfte nur während einer Periodenhälfte der Tonschwingung. Ebenso wird auch die Antenne von der einen Röhre nur während einer Tonperiodenhälfte und von der anderen während der anderen Periodenhälfte belastet; im Resultat haben wir den modulierten Strom in Schwebungsform, wie es auf Diagramm (2 u. 3) Fig. 7 gezeigt ist. Folglich haben wir auch in diesem Falle unverzerrte Modulation, wobei die Schwingungen in der Antenne sowie auch in den Schwingungskreisen des Generators nur während des Besprechens des Mikrophons entstehen und fortdauern.

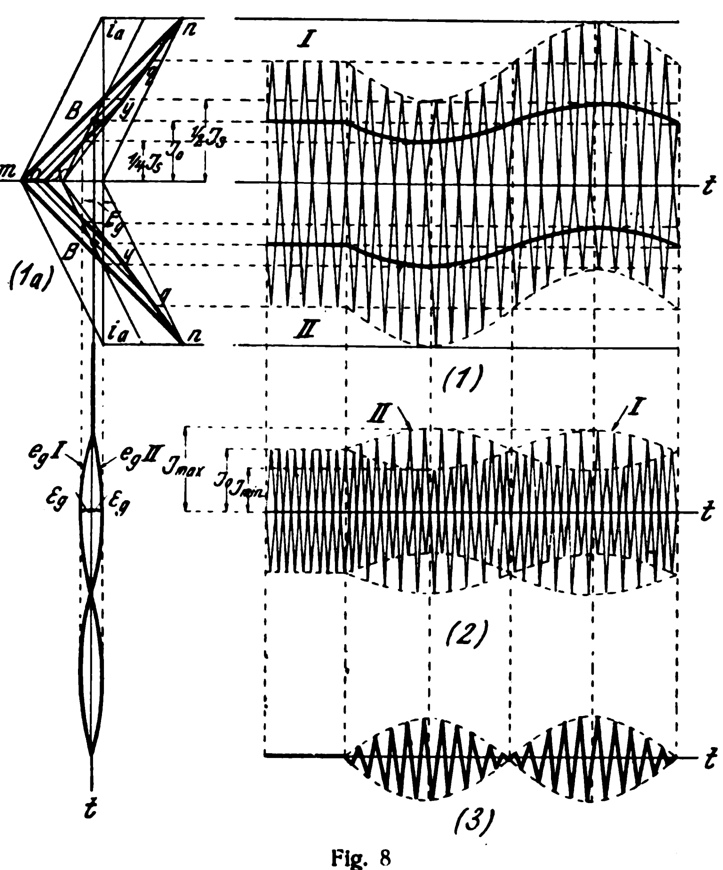


Fig. 8

Wenn nur eine Röhre mit Gittermodulation gearbeitet hätte, so hätten wir bei den für Fig. 7 beschriebenen Bedingungen entstellte Modulation, da während jeder Tonperiode im Laufe einer Halbperiode der modulierte Strom fehlen würde, wie es auf dem Diagramm (2 und 3) Fig. 7 zu sehen ist.

Wir haben die Fälle betrachtet, in denen die Größe des Leerlaufstromes sich in den Grenzen von $J_o = {}^1/_4 J_s$ bis $J_o = 0$ veränderte und die Tonfrequenzschwingung gleich der negativen Gittervorspannung $\mathfrak{E}_g = E_g$ war. Für alle diese Fälle erhalten wir beim Gegentakt-Modulator-Generator unverzerrte Modulation. Bei gewöhnlichen Arbeiten mit nur einer Röhre haben wir unverzerrte Modulation nur im Falle $J_o = {}^1/_4 J_s$, in allen übrigen Fällen wird die Uebertragung entstellt.

Wenn die Tonamplitude kleiner als die Gittervorspannung ist

$$\mathfrak{E}_g < E_g \qquad (20)$$

wird nur der Modulationsgrad verringert.

Wie verläuft der Modulationsprozeß bei $J_o > {}^1/_4 J_s$?

Möge der Punkt B so gewählt sein (Fig. 8), daß

$$\frac{1}{2} J_s > J_o > {}^1/_4 J_s \qquad (21)$$

ist und die maximale Amplitude der Tonfrequenz gleich der negativen Gittervorspannung $\mathfrak{E}_g + E_g$ bleibt. Bei der Modulation pendelt die Charakteristik $p\,q$ in den Grenzen von $x\,y$ bis $m\,n$. Aus den entsprechenden Diagrammen der Fig. 8 sieht man, daß die Modulation unverzerrt sein wird, gleichviel ob mit einer Röhre oder mit zweien gearbeitet wird. Nur wird der Modulationsgrad nicht größer als

$$M = \frac{J_o - J_{min}}{J_o} \cdot 100\% \qquad (22)$$

sein. Infolgedessen verringert sich auch entsprechend der modulierte Strom, wie es auf Diagramm (3) Fig. 8 zu sehen ist.

Aus allen betrachteten Diagrammen kann man den Einfluß der Größe des Uebertragers auf den Modulationsgrad feststellen. Im Falle gewöhnlicher Modulation wird bei Vergrößerung der Amplitude des Uebertragers bei ein und derselben Tonwellenamplitude der Modulationsgrad verkleinert und umgekehrt. Im Falle von Gegentakt-Modulation wirkt die Größe des Uebertragers auf M nicht ein.

Uns bleibt noch die Verzerrung bei Gegentakt-Modulation zu betrachten. Die Verzerrung tritt in dem Falle ein, wenn die Tonfrequenzkurve ins Gebiet der positiven Gitterpotentiale hineingreift.

Betrachten wir Fig. 9. Die Größe des Leerlaufstromes ist hier $J_o = {}^1/_4 J_s$. Bei Spannungsänderungen an den Röhrengittern laut Tonkurve (1b) ändert sich die Arbeitskennlinie $p\,q$ von Null (Punkt K) bis zur Größe $x\,y$, die Maximalgröße $m\,n$ überschreitend. Wenn wir nach den oben angeführten Betrachtungen die Diagramme (1) und (2) zeichnen, erhalten wir Diagramm (3), welches die verunstaltete Modulation in Form von Schwebungen darstellt.

Wenn wir jetzt den Punkt B (Fig. 10) so verschieben, daß $J_o = {}^1/_2 J_s$ wird, so wird die Arbeitskennlinie pq, welche in diesem Falle gleich mn sein wird, sich in den Grenzen des Vierecks $m\,E_a\,n\,K$ von ihrer maximalen Größe mn bis Null (die Punkte K und E_a) ändern.

Im Falle gewöhnlicher Gittermodulation hätten wir hier die sogenannte klassische Verzerrung, wobei während einer dem Gitter zugeführten Tonfrequenzperiode wir in der Antenne Schwingungen mit zweimaliger Modulation entsprechend einer doppelt so großen Tonfrequenz bekämen (Diagramm 2). Bei der Gegentakt-Modulation werden wir aber in der Antenne keine Schwingungen haben (Diagramm 3).

Bei allen Betrachtungen der Gegentakt-Modulation nahmen wir an, daß die Gittervorspannung E_g für beide Röhren gleich war. Falls wir aber der einen Röhre eine

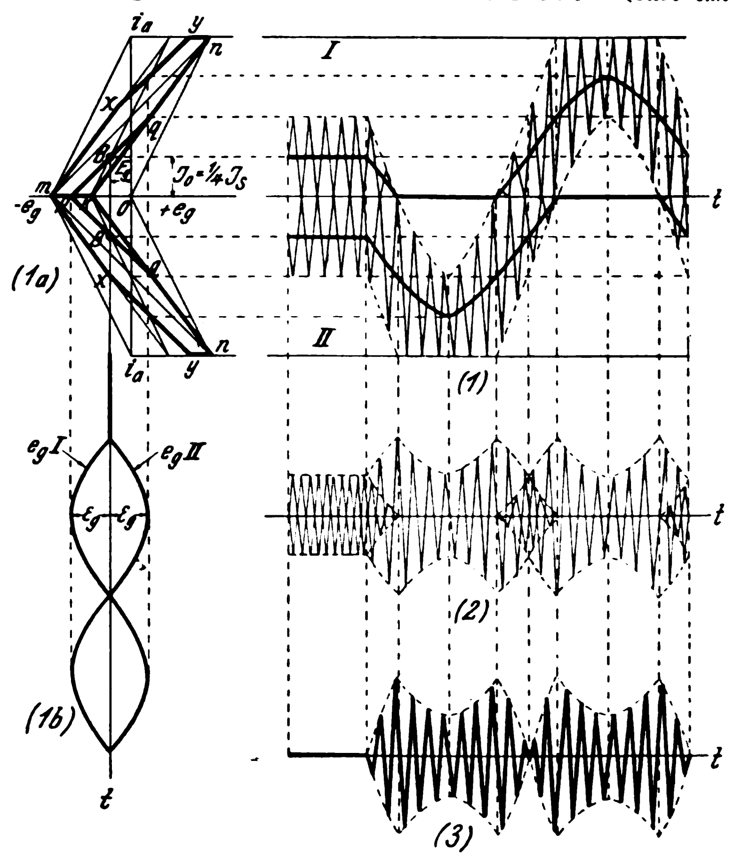


Fig. 9

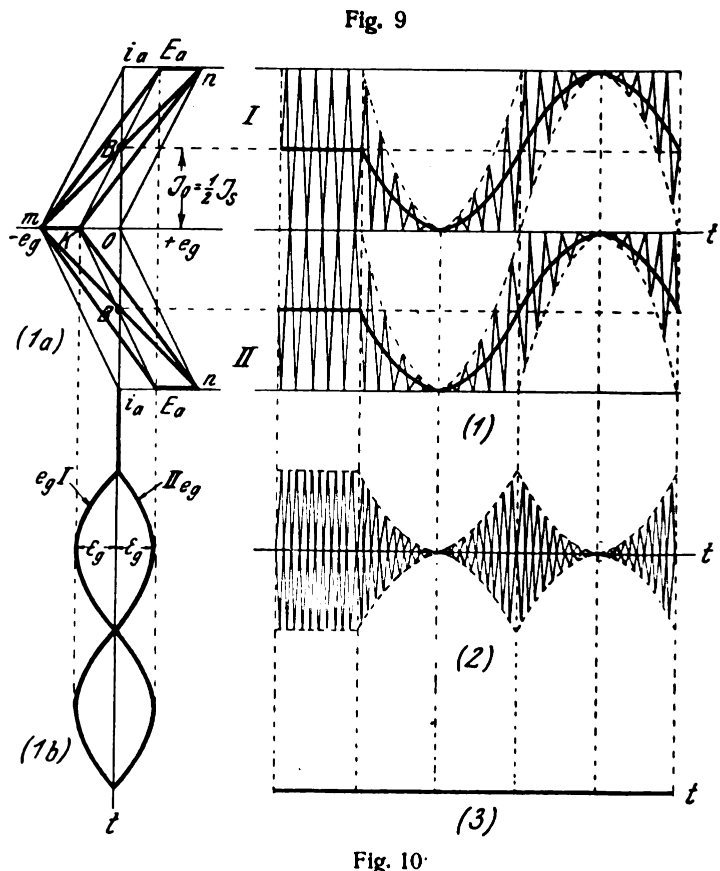


Fig. 10

Gittervorspannung $- E_g$ und der anderen $+ E_g$, welche der absoluten Größe nach gleich sind, geben, werden wir in der Antenne keine Schwingungen haben.

Zusammenfassung.

In der vorliegenden Arbeit sind betrachtet:

1. Das Arbeitsprinzip eines Zweiröhren-Gegentakt-Generators für modulierte Schwingungen.
2. Die graphische Methode des Gittermodulations-Prinzips. Die Bedingungen einer unverzerrten Modulation: der Leerlaufstrom muß gleich einem Viertel des Sättigungsstromes sein, $J_o = \frac{1}{4} J_s$, und die Tonfrequenzkurve muß im Gebiet der negativen Gitterpotentiale liegen.
3. Graphische Methode des Prinzips der Gegentakt-Modulation.
   a) Bedingung unverzerrter Modulation bei verschiedenen Leerlaufzuständen: J_o liegt in den Grenzen von 0 bis $\frac{1}{4} J_s$, d. h. $\frac{1}{4} J_s \geqq J_o \geqq 0$, wobei die Tonfrequenzkurve im Gebiet der negativen Gitterpotentiale liegt.
   b) Dasselbe im Falle
   $$\tfrac{1}{2} J_s > J_o > \tfrac{1}{4} J_s$$
   bei begrenztem Modulationsgrad.
   c) Verzerrung tritt in dem Falle ein, wenn die Tonfrequenzkurve ins Gebiet der positiven Gitterpotentiale hineingreift.

Technische Hochschule und Volkswirtschaftl. Institut in Moskau.

(Eingegangen am 25. Januar 1927.)

Über Messungen an piezo-elektrischen Kristallen.

Von **Kurt Heegner.**

(Mitteilung aus dem Telefunken-Laboratorium Meißner.)

Die Verwendung von piezo-elektrischen Kristallen in der Hochfrequenztechnik beruht auf der geringen Dämpfung solcher mechanischen Systeme. Bereits Cady hat aus seinen Versuchen die Dämpfung eines Quarzstabes berechnet[1]). Die unmittelbare Aufnahme der Resonanzkurve ist durch das Schema in Figur 1 gegeben. Der Stromzweig L_2, C_3 dient

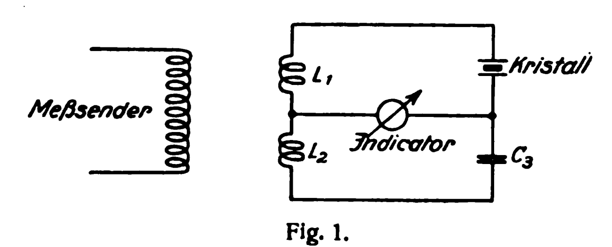


Fig. 1.

dazu, den Erregerstrom im Indikator zu kompensieren. Werden die Selbstinduktionen L_1 und L_2 durch Kapazitäten C_1 und C_2 ersetzt und die magnetische Kopplung zwischen Meßsender und Meßanordnung durch kapazitiv koppelnde Leitungsdrähte, so gelangt man zu der Brücke in Fig. 2.

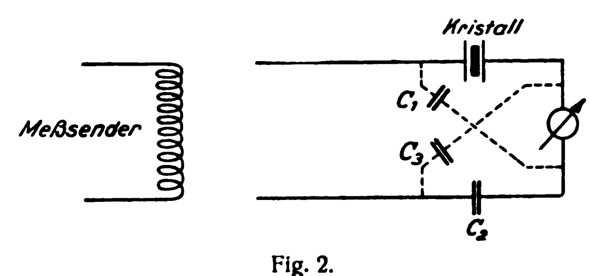


Fig. 2.

Aus der Anordnung der Figur wird zugleich ersichtlich, daß die Kapazitäten C_1 und C_3 auch die Kapazitäten der angehängten Leitungen sein können. Die Dämpfung eines schwingenden Kristalls ist nicht nur von der inneren Reibung, sondern auch von der Lagerung und, falls der Kristall sich in Luft befindet, von der akustischen Strahlung abhängig und kann durch mitschwingende Luftsäulen erheblich beeinflußt werden. Eine Einwirkung von derselben Größenordnung findet durch elektrische Kreise statt.

Die Dämpfungsmessung wurde mit einfachsten Mitteln ausgeführt: Der Meßsender bestand aus einer BE-Röhre, welche mit einer Trockenbatterie von 230 V betrieben wurde. Zur Feinregulierung wurde mit dem Schwingungskreiskondensator C_a noch ein zweiter großer Kondensator C_b in Serie gesetzt, welcher noch eine Feinregulierung erhielt. Das Dämpfungsdekrement erhält man sodann aus der Formel:

$$\vartheta = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{\Delta C_b}{C_b} \cdot \frac{C_a}{C_a + C_b}$$

Als Indikator diente ein Detektor mit parallel gelegtem Galvanometer. (Der innere Widerstand des Detektors kann durch einen parallel gelegten Kondensator verändert werden. Es ist aber zu beachten, daß mit abnehmender Empfindlichkeit der Kristall mit dem Meßsender fester gekoppelt werden muß.) Das verwendete Zeigergalvanometer hatte einen Widerstand von 750 Ω und eine Stromempfindlichkeit von $2{,}6 \cdot 10^{-7}$ A.

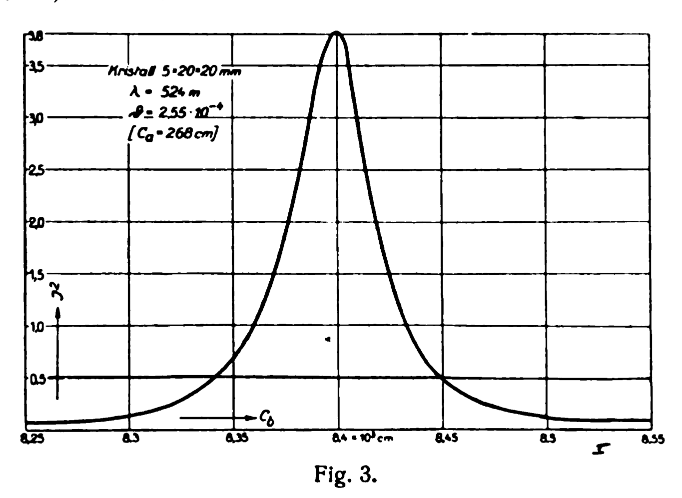


Fig. 3.

In Fig. 3 ist eine Resonanzkurve einer in der Dicke schwingenden Quarzplatte von der Ausdehnung 5×20

[1]) W. G. Cady Proc. Inst. Radio Eng. Vol. 10, 83, (1922). Die Veröffentlichung von D. W. Dye: Proceedings of The Phys. Soc. of London Vol. 38, S. 399—458, erfolgte erst nach Ausführung der vorliegenden Untersuchungen.

$\times$ 20 mm ($\lambda = 524$ m) wiedergegeben. Das Dekrement berechnet sich zu $\vartheta = 0{,}000255$. In Fig. 4 ist die Resonanz-

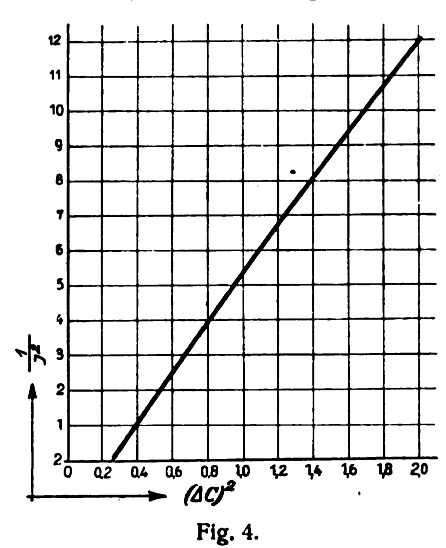


Fig. 4.

kurve genauer analysiert, indem $(\triangle C)^2$ als Abszisse und $\frac{1}{J^2}$ als Ordinate aufgetragen ist. Die Abhängigkeit liefert eine gerade Linie. Nur im oberen Teil dieser Linie findet eine Abweichung statt, welche von dem noch vorhandenen Rest des Erregerstromes herrührt.

Um die akustische Beeinflußbarkeit der Dämpfung nachzuweisen, wurde an einem in der Länge schwingenden Kristall, 5 $\times$ 25 $\times$ 60 mm, ein Reflektor angebracht, welcher

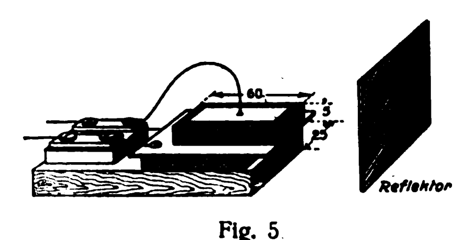


Fig. 5

der strahlenden Fläche 5 $\times$ 25 mm gegenüberstand (Fig. 5).[2]) Die Messung wurde in der Schaltung Fig. 2 vorgenommen.

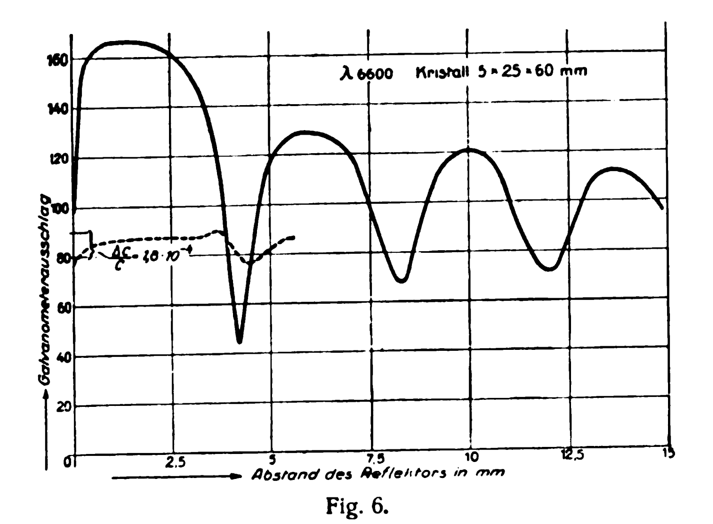


Fig. 6.

Das Resultat ist in Fig. 6 gegeben, in welchem als Ordinate die maximalen Galvanometerausschläge, als Abszisse der Abstand des Reflektors aufgetragen ist. In der ersten Halbwelle in Luft findet eine scharfe Einsenkung statt, welche bei den folgenden Halbwellen immer breiter wird. Der Ausschlag pendelt um denjenigen Mittelwert, welchen der Kristall bei der gewöhnlichen Strahlung in Luft einnimmt. Bei großer Annäherung des Reflektors an den Kristall findet ebenfalls eine erhebliche Dämpfungsvermehrung statt. Die punktierte Kurve gibt den Verlauf der Eigenfrequenz des Kristalls für die erste Halbwelle. Auch beim selbsterregten Kristall läßt sich qualitativ die Dämpfungsvermehrung nachweisen[3]). Bei einer in der Dicke schwingenden Platte werden, sobald der Elektrodenabstand geändert wird, solche Erscheinungen ebenfalls beobachtet (Fig. 7). Von diesen Einflüssen abgesehen, erfolgt mit zu-

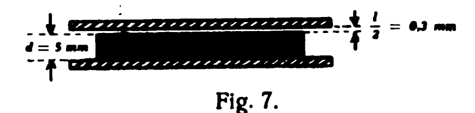


Fig. 7.

nehmendem Abstand eine Abnahme der Schwingungs-Amplitude und eine Zunahme der Eigenfrequenz entsprechend Fig. 8. Die untere Kurve zeigt eine Aufnahme der maxi-

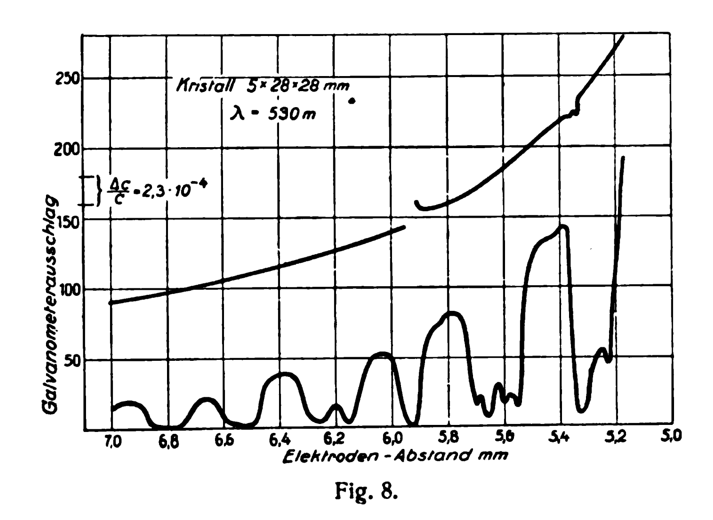


Fig. 8.

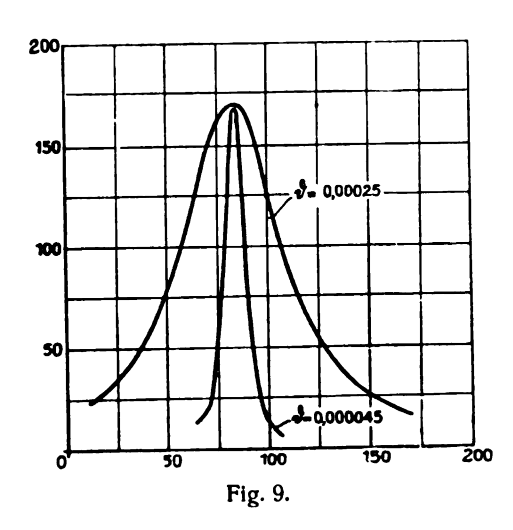


Fig. 9.

malen Ausschläge des Galvanometers in Abhängigkeit vom Elektrodenabstand bei einem Kristall von der Ausdehnung 5 $\times$ 28 $\times$ 28 mm ($\lambda = 530$ m). Die Unregelmäßigkeit der Einsenkungen ist darauf zurückzuführen, daß die Flächen des Kristalls und der Elektrodenplatten nicht hinreichend

[2]) Bei der Aufnahme in Fig. 6 war auf der gegenüberliegenden Fläche ebenfalls ein Reflektor angebracht, welcher so eingestellt war, daß die Dämpfung des Kristalls möglichst vermindert wurde.

[3]) Vergl. Pierce Proc. Am. Acad. of Arts and Sciences, Vol. 60 p. 291, 1925.



plan-parallel waren. Die obere Kurve gibt den Verlauf der Frequenz, indem $\frac{\triangle C}{C} = -2 \frac{\triangle \omega}{\omega}$ als Ordinate aufgetragen ist. In Fig. 9 sind zwei Resonanzkurven des Kristalls bei verschiedenem Elektrodenabstand gegeben, die eine im Abstand 5,335 mm, die andere im Abstand 5,39 mm. Infolge des Mitschwingens des Luftraumes besitzt der Kristall im Abstand 5,39 mm das 5,5fache Dekrement. Im Abstande 5,93 mm war die Dämpfung noch erheblich größer. Bei sehr dünnen Platten, von 1 mm Dicke, welche eine Welle von 100 m liefern, beträgt die Länge der akustischen Halbwelle 1/20 mm.

Um den Einfluß der elektrischen Dämpfung nachzuweisen, wurde mit dem Kristall ein Widerstand in Reihe geschaltet und die Dämpfung für die verschiedenen Werte des Widerstandes gemessen (Fig. 10). Der Widerstand ∞ bedeutet Oeffnung des Kreises. Aber auch für diesen Fall liefert der Indikator die Resonanzkurve. Denn die Ergänzung der vorhandenen Leitungskapazitäten führt auf die in Fig. 2 angegebene Schaltung, indem an die Stelle der kapazitiv koppelnden Leitungsdrähte die Spule gesetzt ist. Bei abnehmendem Widerstand läßt sich die Resonanzkurve nicht mehr völlig symmetrisch gestalten. Aber die Meßgenauigkeit ist für den zu erbringenden Nachweis ausreichend. Der verwendete Quarzstab hatte die Ausdehnung $3 \times 10 \times 30$ mm ($\lambda = 3300$ m), sein Dekrement betrug $\vartheta = 2{,}25 \cdot 10^{-4}$. Die folgende Tabelle gibt die Dämpfungen für die verschiedenen Werte des Widerstandes an:

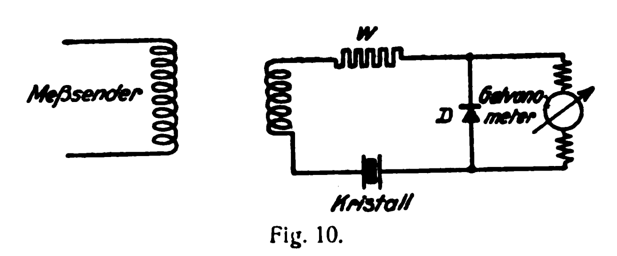


Fig. 10.

Ω	
∞	$\vartheta = 2{,}25 \,.\, 10^{-4}$
10^6	$1{,}7 \,.\, 2{,}25 \,.\, 10^{-4}$
5.10^5	$2{,}2 \,.\, 2{,}25 \,.\, 10^{-4}$
3.10^5	$3{,}2 \,.\, 2{,}25 \,.\, 10^{-4}$
10^5	$5{,}4 \,.\, 2{,}25 \,.\, 10^{-4}$
5.10^4	$6{,}3 \,.\, 2{,}25 \,.\, 10^{-4}$
2.10^4	$5{,}8 \,.\, 2{,}25 \,.\, 10^{-4}$
10^4	$3{,}9 \,.\, 2{,}25 \,.\, 10^{-4}$
5.10^3	$2{,}2 \,.\, 2{,}25 \,.\, 10^{-4}$
0	$1{,}3 \,.\, 2{,}25 \,.\, 10^{-4}$

Die Verschiedenheit der Dekremente bei den Werten 0 und ∞ läßt darauf schließen, daß bei Kurzschluß der Detektor noch einen dämpfenden Einfluß besaß.

Die Einwirkung abgestimmter elektrischer Kreise ist erheblich größer als die aperiodischer Systeme. Sobald ein elektrischer Schwingungskreis mit einem Kristall kritisch gekoppelt wird, ist, wie aus der M. Wien'schen Theorie gekoppelter Kreise folgt, bei Abstimmung die Dämpfung der freien Schwingung gleich der Hälfte der Dämpfung des elektrischen Kreises. Aber nur Kreise von kleiner Kapazität und geringer Dämpfung können mit einem Kristall kritisch gekoppelt werden.

Wird der Kristall mit einem elektrischen Schwingungskreis gekoppelt, welcher selbsterregte Schwingungen ausführt, so ist die kritische Kopplung dieses Systems durch die Dämpfung des Kristalls gegeben. Kennt man die kritische Kopplung, so läßt sich jede andere Kopplung des Kristalls mit einem gegebenen Schwingungskreis berechnen. Bestimmt wurde die kritische Kopplung mit Hilfe der Schaltung Fig. 11. An den großen Kondensator C_2 wird der Kristall gelegt. Die Kopplung des Kristalls mit dem Kreis wurde geändert durch Veränderung des Kondensators C_2. Zur Messung der Amplitude der Kristallschwingungen ist in eine der Zuleitungen zu den Elektroden der Detektor geschaltet, dessen Empfindlichkeit durch einen parallelen großen Kondensator auf ein geeignetes Maß zurückgeführt wird.

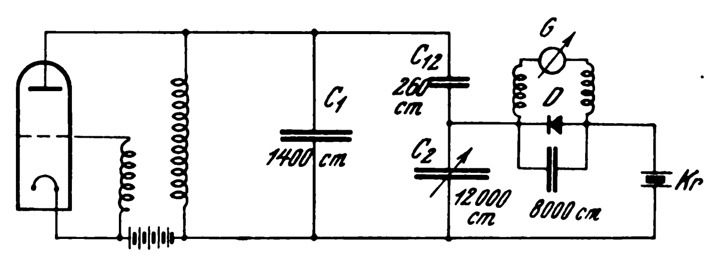


Fig 11.

Die bei Veränderung der Eigenschwingung des primären Systems beobachteten Kurven zeigen Fig. 12a und b. Es sind Darstellungen einer Zieherscheinung. Die Kurven geben gewissermaßen die Abhängigkeit des auf den primären Kreis übertragenen Kristallwiderstandes von der Verstimmung der Systeme[4]). Der Quarz-Oszillator übt infolge der geringen Dämpfung auch bei Kopplungen, welche in der Größenordnung der kritischen Kopplung liegen, noch keine merkliche Rückwirkung auf den Strom des elektrischen Schwingungskreises aus. Durch diesen Umstand wird die kritische Kopplung besonders leicht erkennbar. Oberhalb der kritischen Kopplung findet die Erscheinung des „Ziehens" statt (Fig. 12a und b), unterhalb dieser Kopplung verläuft die Kurve einfach und zeigt ein Maximum, welches mit Abnehmen der Kopplung im Quadrate der Kopplung abnimmt. Bei Kopplungen, welche wesentlich kleiner sind als die kritische Kopplung, erhält man die Resonanzkurve des Sekundär-Systems. Da bei Vergrößerung der Empfindlichkeit der Detektoranordnung, welche nur durch Verkleinerung der Parallelkapazität erreicht werden kann, außer dem Erregerstrom andere kapazitive Ströme in den Detektor eindringen, ist es zweckmäßig, auf die Schaltung in Fig. 2 überzugehen.

Will man die Kopplung des Kristalls mit einem gegebenen Schwingungskreis bestimmen, so hat man auszugehen von der kritischen Kopplung. Sie ergibt sich daraus, daß der Kondensator C_2 und entsprechend C_1 so lange geändert wird, bis die „Zieherscheinung" auftritt. Für diese Einstellung ergibt sich die Koplung aus der Beziehung[5])

$$k = \frac{\vartheta}{\pi} \qquad (1)$$

sie ist also aus der Dämpfung des Kristalls zu ermitteln. Nähme man an, daß der Kristall dem Kondensator eines

[4]) Archiv f. Elektrotechnik Bd. 9, S. 127, 1920. Zeitschrift für Physik Bd. 19, S. 265, 1923 Fig. 12.

[5]) Vgl. die oben genannte Arbeit im Archiv: Art. 4, (7) und (16), insbesondere Art. 9, (5) und (6)

Schwingungskreises parallel läge von der Kapazität $C_2 + C_{12}$, so ergibt sich der Kopplungskoeffizient mit diesem Kreis zu

$$k_2 = \frac{k}{k_1} \tag{2}$$

wobei k_1 gegeben ist durch die Gleichung:

$$k_1^2 = \frac{C_{12}^2}{(C_1 + C_{12})(C_2 + C_{12})} \tag{3}$$

Dieser Kopplungswert bezieht sich auf den Schwingungskreiskondensator $C_2 + C_{12} = 11\,000$ cm. Hätten wir also z. B. einen Schwingungskreis mit einer Kapazität von 1000 cm, so ergibt sich nach (4) eine Kopplung von 3‰. (Hat dieser Schwingungskreis ein Dekrement von $2\pi \cdot 3 \cdot 10^{-3}$, so wird der Kristall bezüglich der freien Schwingung des Systems kritisch gekoppelt sein.)

An die Aufnahme der „Zieherscheinung" in Fig. 12a u. b knüpft sich eine Bemerkung, welche für die Theorie des „Ziehens" Interesse hat. Der Vorgang des Umspringens von der einen in die andere Kopplungswelle erfolgt so langsam, daß der Galvanometerzeiger den Schwebungen erkennbar folgt. Es ist auch zu beobachten, daß der Zeiger zunächst um Weniges abfällt, sodann aber wesentlich über den stationären Stromwert der hochgezogenen Schwingung hinausschlägt.

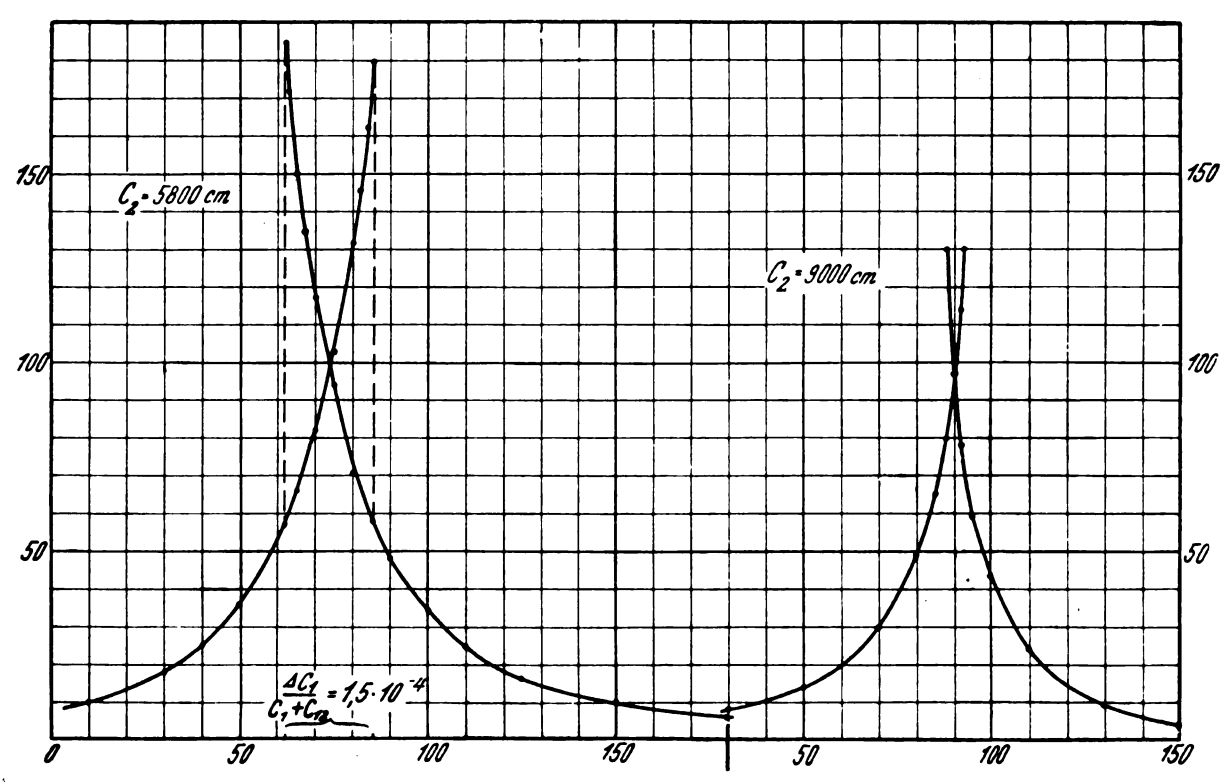


Fig. 12a und 12b.

Die Kopplung für einen Kreis mit beliebigem Kondensator C ergibt sich, indem k_2 multipliziert wird mit

$$\sqrt{\frac{C_2 + C_{12}}{C}} \tag{4}$$

(Für kleine Werte von C ist die Kapazität des Quarzkondensators zu addieren.)

Bei dem Kristall oben 3.10.30 mm ($\lambda = 3300$ m) hatte der Kondensator C_2 bei kritischer Kopplung den Wert von 10 800 cm. Die Kopplung k_1 berechnet sich nach (3) zu $0.61.10^{-1}$. Das Dekrement des Kristalls war bestimmt worden zu $\vartheta = 1{,}75.10^{-4}$. Daher finden wir für k nach (1) den Wert:

$$k = 5.57 \cdot 10^{-5}$$

für k_2 nach (2) den Wert:

$$k_2 = 9{,}15 \cdot 10^{-4}.$$

Zusammenfassung.

Es wird ein Verfahren zur Aufnahme von Resonanzkurven piezo-elektrischer Kristalle beschrieben und die Abhängigkeit der Dämpfung eines schwingenden Kristalls von mechanischen und elektrischen Einwirkungen untersucht. Ein Verfahren zur Ermittlung der Kopplung eines Kristalls wird gegeben und Beobachtungen über das „Ziehen" mitgeteilt.

Rahmen- und Goniometerpeilanordnungen.

Von **A. Esau.**

Die große praktische Bedeutung, die die drahtlose Ortsbestimmung, auch „Peilung" genannt, in den letzten Jahren nicht nur für die Seeschiff-, sondern auch für die Luftfahrt erlangt hat, ist die Veranlassung gewesen zu einer Reihe von Untersuchungen, die sich einerseits mit dem zweckmäßigen Bau von Peilanlagen befaßt haben und andererseits mit der Aufdeckung und Ausschaltung der Fehlerquellen, die im praktischen Betrieb Anlaß zu falschen Peilangaben oder Mißweisungen geben.

Mißweisungen werden bekanntlich verursacht entweder durch unsachgemäßen Aufbau der Peilapparatur, durch lokale Einflüsse von Seiten der Umgebung ihres Aufstellungsortes oder aber durch schädliche Einwirkungen der Atmosphäre.

Die erste Ursache, deren Nichtbeachtung in früheren Jahren zweifellos in hohem Maße bei den fehlerhaften Ortsbestimmungen mitgewirkt hat, ist in der neuesten Zeit durch sorgfältige Vermeidung von schädlichen Rückkopplungen in der eigentlichen Apparatur und Feldverzerrungen als ausschaltbar anzusehen.

Was die lokalen Einflüsse der Umgebung des Beobachtungsortes betrifft, so gibt es, wie die Erfahrungen der Praxis hinreichend dartun, Orte, die unter diesen Störungen außerordentlich stark zu leiden haben und infolgedessen für die Aufstellung der Peilapparaturen ungeeignet sind. Hierher gehören beispielsweise die störenden Einflüsse von Schornsteinen, Masten und Geschütztürmen auf Schiffen — ihr Einfluß kann durch sinnreiche Kompensationsanordnungen neuerdings entweder vollkommen aufgehoben oder wenigstens stark abgeschwächt werden — oder aber bei Landstationen Einwirkungen von Hochspannungs- oder Fernsprechleitungen sowie der Verlauf von Küstenlinien. Man wird deshalb solche Orte vermeiden müssen, die für die Aufstellung der Apparaturen ungeeignet sind. Aus diesem Grunde wird es sich als unumgänglich notwendig erweisen, durch Versuche festzustellen, ob ein in Aussicht genommener Aufstellungsort gestört ist oder nicht.

Was die Einwirkung der Atmosphäre betrifft, so mag es zunächst als aussichtslos erscheinen, diese Fehlerquelle auszuschalten. Unter ihrem Einfluß werden die vom Sender ausgehenden Wellen unter Umständen nicht mehr horizontal am Empfangsort eintreffen, sondern mehr oder weniger geneigt einfallen. Außerdem tritt zu gewissen Zeiten — es handelt sich in erster Linie um die Zeit kurz vor Sonnenuntergang bis kurz nach Sonnenaufgang — eine Drehung der Polarisationsebene der Wellen auf, die insbesondere bei kürzeren Wellen beträchtliche Werte annehmen kann. Beide Ursachen geben Anlaß zu Mißweisungen der Peilapparatur.

Um die Größe und den Sinn dieser Richtungsabweichungen zu bestimmen, wird es darauf ankommen, das Verhalten der verschiedenen Typen der Empfangsantennen, die einen wesentlichen Teil der Peilapparatur bilden, unter dem Einfluß geneigt einfallender und nicht normal polarisierter Wellen zu untersuchen, was in einer Reihe von Arbeiten[1]) sowohl für einfache Gebilde als auch für Antennenkombinationen ausgeführt worden ist.

Der Fall geneigt einfallender Wellen hat eine besondere praktische Bedeutung für die Ortsbestimmung von Flugzeugen oder Luftschiffen besonders dann, wenn sie sich nicht in sehr großem Abstand vom Beobachtungsort befinden, da hier unabhängig von der Mitwirkung der Atmosphäre in sehr vielen Fällen eine gewisse Neigung der Wellen und eine anormale Lage der Polarisationsebene vorhanden sein wird. Aus diesem Grunde ist das Problem der Flugzeugpeilung als ein besonders schwieriges anzusehen, was auch aus einer Reihe von Untersuchungen[2]) hervorgeht, die gegen Kriegsende ausgeführt worden sind. Als Peilapparaturen wurden hierbei vorzugsweise Goniometeranordnungen verwendet, deren Antennen teils von geschlossener, teils von offener Form waren.

Die beobachteten Mißweisungen ergeben sich als abhängig nicht nur von der Form der Antenne, sondern auch von der Entfernung des Flugzeuges vom Beobachtungsort und der Wellenlänge. Als Hauptursache für ihr Auftreten ist die Richtwirkung der Sendeantenne im Flugzeug anzusehen, und es zeigte sich in der Tat, daß die Fehler fast vollständig verschwanden, wenn an die Stelle der stark gerichteten Antenne eine ungerichtete gesetzt wurde. Die noch übrig bleibenden Mißweisungen werden verursacht durch nicht horizontalen Einfall anormal polarisierter Wellen; ihre Größe wird von der Form der Empfangsantenne abhängen und dem Neigungswinkel bzw. der Drehung der Polarisationsebene.

Der Zweck der vorliegenden Arbeit ist einerseits die Berechnung der Mißweisungen für die verschiedensten Antennenformen in Abhängigkeit von Polorisation und Einfallswinkel und andererseits die Angabe von Mitteln und Wegen, die zu einer unter allen Umständen mißweisungsfrei peilenden Anordnung führen.

Damit wird gleichzeitig die vielfach umstrittene Frage geklärt, ob Drehrahmen oder Goniometeranordnungen in gleichem Maße Mißweisungen ergeben oder aber die eine Art der anderen vorzuziehen sei, wobei sich zeigen wird, daß es in der Tat eine Reihe von Anordnungen gibt, die bei beliebigem Welleneinfall und beliebiger Polarisation fehlerlos peilen, daß aber nur eine einzige von ihnen praktisch brauchbar sein dürfte.

Drehbare Rahmenantenne.

Die Richtcharakteristik einer einfachen, um eine vertikale Achse drehbaren Rahmenantenne läßt sich, wie früher gezeigt, darstellen durch den Ausdruck

$$r = a\,(\cos\alpha\;\cos\gamma + \sin\alpha\;\sin\beta\;\sin\gamma)$$

(α Einfallswinkel in der Horizontalebene gegen die Rahmenebene gemessen, β Neigungswinkel des einfallenden Strahles und γ der Winkel, um den die Polarisationsebene aus der normalen Lage herausgedreht ist.

Der Drehwinkel α, bei dem die Empfangswirkung im Rahmen verschwindet, ist gegeben durch

$$tg\,\alpha = -\,ctg\,\gamma\,\frac{1}{\sin\beta}$$

Die Mißweisung μ wird dann $\alpha - 90°$.

[1]) A. Esau, Jahrbuch d. drahtlosen Telegraphie, **27**, S. 142, 1926 **28**, S. 1, 147, 1926.

[2]) Buchwald und Häse, Jahrb. d. drahtl. Telegraphie. Burstyn, Jahrb. d. drahtl. Telegraphie.

Aus der Bedingungsgleichung für α folgt, daß sowohl in dem Falle, wo die Wellen horizontal einfallen ($\beta = 0$), die Polarisation aber anormal ist ($\gamma \gtrless 0$) als auch in dem anderen, wo die letztere normal ($\gamma = 0$), die Neigung aber beliebig ist ($\beta \gtrless 0$) Mißweisungen nicht auftreten, denn in beiden Fällen wird

$$\alpha = 90^\circ \quad \text{und} \quad \mu = 0^\circ.$$

Erst wenn die Polarisationsebene gedreht wird und gleichzeitig eine Neigung des Strahles vorhanden ist, hat man mit Mißweisungen zu rechnen, und zwar wird sie für konstante Werte γ und β ebenfalls konstant und unabhängig von α im Gegensatz zu den später zu behandelnden Goniometeranordnungen, bei denen bedingt durch die feste Lage der Antennengebilde eine Abhängigkeit der Mißweisung von dem Einfallswinkel α vorhanden ist. Über ihre Größe und Abhängigkeit von anderen Faktoren (Wellenlänge, Gelände und Witterungseinflüsse) wird demnächst von anderer Seite ausführlich berichtet werden.

Drehbare Doppelantennenanordnung.

Verwendet man an Stelle der Rahmenantenne eine aus 2 ungerichteten Antennen bestehende Anordnung (s. Fig. 1), deren Abstand d beträgt, und die außerdem drehbar sein

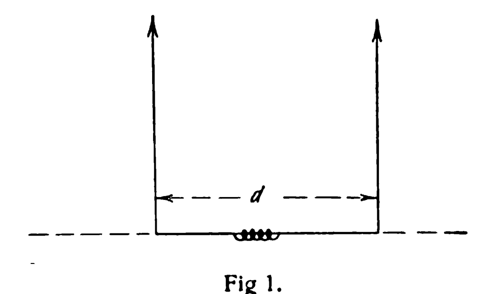


Fig 1.

möge, so erhält man als Gleichung ihrer Charakteristik, vorausgesetzt, daß die beiden Antennen gegeneinander geschaltet sind,

$$r = 2\, a \cos\beta \cos\gamma \sin\left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos\alpha \cos\beta\right)$$

Die Bedingung für die Empfangswirkung Null liefert für α den Wert 90°, und dementsprechend wird für alle Neigungs- und Polarisationswinkel die Mißweisung unter allen Umständen gleich Null.

Mit einer derartigen Peilanlage wird daher im Gegensatz zu der drehbaren Rahmenantenne bei beliebigem Neigungswinkel und beliebiger Lage der Polarisationsebene die Richtungsbestimmung fehlerfrei sein.

Es ist dabei gleichgültig, welchen Abstand die beiden Antennen haben, solange nur die Bedingung erfüllt ist

$$\frac{d}{\lambda} < 1.$$

Wird das Verhältnis $\frac{\text{Antennenabstand } d}{\text{Wellenlänge } \lambda} = 1$, so tritt bei horizontal einfallenden Wellen ($\beta = 0$) eine mehrdeutige Richtungsangabe auf, und zwar wird die eine Richtung mißweisungsfrei sein, die andere um 90° von der wahren abweichend.

Läßt man geneigt einfallende Strahlen zu, so wird in diesem Falle die Mehrdeutigkeit verschwinden und die Mißweisung Null werden.

Macht man das Verhältnis $\frac{d}{\lambda}$ größer als 1, so bleibt die Mehrdeutigkeit bestehen, solange der Welleneinfall horizontal ist. Für geneigt einfallende Strahlen existiert aber ein Wert des Neigungswinkels, bei dessen Ueberschreitung die Richtungsbestimmung eindeutig wird, und zwar ohne Mißweisung. Unterhalb dieses kritischen Wertes nimmt die Mißweisung mit β zu bis zum Werte $\mu_2 = 90^\circ$. Die Größe der Mißweisung ist außerdem noch eine Funktion der Anordnung, d. h. des Verhältnisses $\frac{d}{\lambda}$, wie die folgende Tabelle zeigt.

	$\frac{d}{\lambda} = 1{,}0$	1,05	1,5	2,0
$\beta = 0$	$\mu_2 = 90^0$	$\mu_2 = 72^0\,15'$	$41^0\,49'$	$\mu_2 = 30^0$ —′
5^0	0^0	$72^0\,57'$	42^0 —′	$30^0\,8'$
15^0	—	$80^0\,24'$	$43^0\,22'$	$31^0\,6'$
30^0	—	$\mu_2 = 90^0$	$50^0\,20'$	$35^0\,16'$
45^0	—	wird erreicht für	$70^0\,31'$	45^0 —′
		$\beta = 17^0\,45'$	$\mu_2 = 90^0$ für	
60^0	0^0		$\beta = 48^0\,10'$	90^0

Bei allen Verhältnissen $\frac{d}{\lambda}$ existiert noch eine zweite Richtung mit der Mißweisung $\mu_1 = 0$. Für $\frac{d}{\lambda} = 2$ tritt eine dritte hinzu ($\mu_3 = 90^\circ$), die aber verschwindet, sobald eine Neigung des Strahles vorhanden ist.

Aus dem Vorhergehenden ergibt sich, daß zur Erzielung einer eindeutigen Richtungsbestimmung (sie ist, wie bei der Rahmenantenne, zweiseitig) das Abstandsverhältnis der Antennen zur Wellenlänge so gewählt werden muß, daß sein Wert kleiner ist, als 1.

Schaltet man die beiden Antennen mit- und nicht, wie zuvor, gegeneinander, so wird ihre Charakteristik dargestellt durch

$$r = 2\, a \cos\beta \cos\gamma \cos\left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos\alpha \cos\beta\right)$$

Solange das Verhältnis $\frac{d}{\lambda} < \frac{1}{2}$ ist, tritt immer eine Empfangswirkung ein, wie auch der Einfallswinkel α liegt. Infolgedessen kann eine Richtungsbestimmung mit der Anordnung nicht ausgeführt werden: Nimmt $\frac{d}{\lambda}$ den Wert $\frac{1}{2}$ an, was bei einer gegebenen Abmessung der Apparatur nur für eine ganz bestimmte Wellenlänge möglich ist, so wird die Empfangswirkung Null für den Einfallswinkel $\alpha = 0$, vorausgesetzt, daß die Wellen horizontal verlaufen. Die Lage des Minimums liefert hier also unmittelbar die Einfallsrichtung. Sobald aber der Strahl geneigt einfällt ($\beta \gtrless 0$), tritt immer eine Empfangswirkung auf und damit die Unmöglichkeit der Richtungsbestimmung.

Wird endlich $\frac{d}{\lambda} > \frac{1}{2}$, so hängt die Möglichkeit der Richtungsbestimmung und die Größe der Mißweisung ab von

dem Wert jenes Verhältnisses und dem Neigungswinkel der einfallenden Welle, wie die folgende Tabelle zeigt.

	$\frac{d}{\lambda}=\frac{2}{3}$	$\frac{d}{\lambda}=1$	$\frac{d}{\lambda}=\frac{3}{2}$		$\frac{d}{\lambda}=2$	
$\beta=0^0$	$\mu=41^0 25'$	$\mu=60^0$—'	$\mu_1=70^0 32'$	$\mu_2=0$	$\mu_1=75^0 31'$	$\mu_2=41^0 25'$
5^0	$41^0 10'$	$59^0 8'$	$70^0 27'$	$\beta>0$	$75^0 28'$	$41^0 10'$
15^0	$39^0 4'$	$59^0 54'$	$69^0 59'$	Keine	$75^0 7'$	$39^0 4'$
30^0	30^0—'	$54^0 16'$	$67^0 22'$	Richtungs-	$73^0 13'$	30^0—'
45^0	Für	45^0—'	$61^0 53'$	be-	$69^0 18'$	$\beta=41^0 25'$
60^0	$\beta=41^0 25'$	0^0	$43^0 12'$	stimmung	60^0—'	$\mu_2=0^0$
90^0	wird die	$\beta>60^0$	Für	—	$\beta=75^0 31'$	$\beta>41^0 25'$
	Miß-	Keine	$\beta=70^0 32'$	—	$\mu_1=0^0$	Richtungs-
	weisung 0;	Richtungs-	$\mu_1=0^0$	—	Für	be-
	$\beta>41^0 25'$	be-	$\beta>70^0 32'$	—	$\beta>75^0 31'$	stimmung
	Richtungs-	stimmung	Keine	—	Keine	unmöglich
	be-		Richtungs-		Richtungs-	
	stimmung		be-		be-	
	unmöglich		stimmung		stimmung	

Sobald das Verhältnis $\frac{d}{\lambda}$ den Wert $\frac{1}{2}$ überschreitet, tritt bei horizontalem Einfall eine Mißweisung auf, die mit wachsenden Werten immer größer wird. Die Mißweisung nimmt ab mit zunehmendem Neigungswinkel β bis zu einem bestimmten Winkelwert, wo die Peilabweichung Null wird. Bei Ueberschreitung dieses Wertes wird dann die Richtungsbestimmung unmöglich, da kein absolutes Empfangsminimum besteht.

Dieser kritische Wert des Neigungswinkels verschiebt sich umsomehr zu höheren Gradzahlen, je größer das Verhältnis $\frac{d}{\lambda}$ gemacht wird. Bei einem Verhältnis $\frac{d}{\lambda}=\frac{3}{2}$ tritt eine Mehrdeutigkeit auf aber nur für den Fall, wo die Wellen horizontal einfallen.

Wird $\frac{d}{\lambda}$ noch größer, so bleibt die Mehrdeutigkeit bestehen, und zwar nicht nur für den Horizontaleinfall, sondern auch für geneigt einfallende Wellen. Wächst der Neigungswinkel über einen kritischen Wert hinaus, bei dem keine Mißweisung vorhanden ist, so wird eine Richtungsbestimmung unmöglich. Im Gegensatz zu den beiden ersten Vertikalreihen der Tabelle $\left(\frac{d}{\lambda}=\frac{2}{3}\right.$ und $\left.1\right)$ tritt hier diese Erscheinung zweimal auf.

Einfluß von Verschiedenheiten der beiden Antennen auf die Mißweisung.

Sind die beiden Antennen nicht, wie zuvor angenommen, einander gleich, sondern verschieden, beispielsweise die eine länger als die andere, so wird man für die Berechnung der Richtcharakteristik die allgemeine Formel

$$r=\sqrt{(f-g)^2+4\,f\,g\sin^2\left(\frac{\pi d}{\lambda}\cos\alpha\cos\beta\right)}$$

anzuwenden haben, und zwar wird

$f=a\cos\beta\cos\gamma$ und $g=b\cos\beta\cos\gamma$ zu setzen sein.

Es ergibt sich dann

$$r=\cos\beta\cos\gamma\sqrt{(a-b)^2+4\,a\,b\sin^2\left(\frac{\pi d}{\lambda}\cos\alpha\cos\beta\right)}$$

Die Empfangswirkung Null tritt ein, wenn

$$r=0 \text{ oder}$$

$$\sin\left(\frac{\pi d}{\lambda}\cos\alpha\cos\beta\right)=\sqrt{\frac{1}{2}-\frac{1}{4}\left(\frac{a}{b}\right)-\frac{1}{4}\left(\frac{b}{a}\right)}$$

Setzt man den Verschiedenheitsfaktor

$$\frac{a}{b}=r$$

so wird

$$\sin\left(\frac{\pi d}{\lambda}\cos\alpha\cos\beta\right)=\sqrt{\frac{1}{2}-\frac{r}{4}-\frac{1}{4r}}$$

In dem speziellen Fall, wo $r=1$, d. h. die beiden Antennen vollkommen gleich sind, erhält man in Übereinstimmung mit dem zuvor abgeleiteten Resultat

$$\sin\left(\frac{\pi d}{\lambda}\cos\alpha\cos\beta\right)=0$$

Für jeden anderen Wert von r wird die rechte Seite der obigen Gleichung imaginär. Es gibt also keine Winkelstellung der Anordnung, bei der die Empfangswirkung verschwindet.

Wenn man also mit einer aus zwei ungerichteten Antennen bestehenden Anordnung Richtungsbestimmungen ausführen will, so ist darauf zu achten, daß die beiden Antennen einander völlig gleich gemacht werden. Andernfalls wird für keinen Drehwinkel ein absolutes Minimum der Empfangsintensität eintreten und damit die Möglichkeit der Peilung ausgeschlossen sein.

Drehbare V-Antenne.

Ersetzt man die Doppelantennenanordnung durch eine vom V-Typ (s. Fig. 2), deren Charakteristik, wie früher ab-

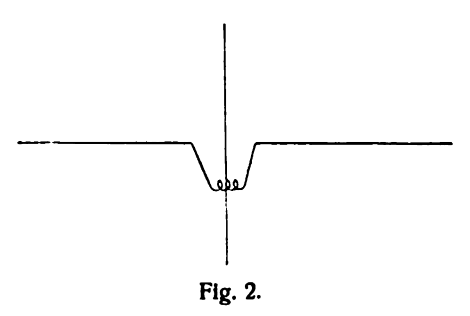


Fig. 2.

geleitet worden ist,[1]) darstellbar ist in der Form

$$r=b\cos\beta\cos\gamma$$
$$\left\{\sqrt{1+m^2\cos^2\alpha\cos^2\beta+\sqrt{2}\,m\cos\alpha\cos\beta}\right.$$
$$\left.-\sqrt{1+m^2\cos^2\alpha\cos^2\beta-\sqrt{2}\,m\cos\alpha\cos\beta}\right\}$$

so wird die Empfangswirkung verschwinden, wenn der Klammerausdruck Null wird. Man erhält dann die Gleichung

$$2\sqrt{2}\,m\cos\alpha\cos\beta=0,$$

die für m und $\cos\beta \gtrless 0$ nur erfüllt ist, wenn $\alpha=90^\circ$ wird.

Die vorliegende Antennenform wird also unter allen Umständen, d. h. unabhängig von einer vorhandenen Neigung der Wellen oder einer anormalen Lage ihrer Polarisationsebene für alle Einfallswinkel ohne Mißweisung peilen.

Zusammenfassung des ersten Teiles.

Zur Richtungsbestimmung elektrischer Wellen lassen sich drei drehbare Antennenanordnungen verwenden: Rahmenantenne, Doppelantenne und V-Antenne.

Die erstere peilt ohne Mißweisung nur dann, wenn die Wellen horizontal einfallen oder aber bei geneigtem Wellen-

einfall die Polarisation normal ist. Hat die Polarisationsebene eine Drehung erfahren, so ist die Peilung mit Fehlern behaftet, deren Größe sowohl von der Neigung als auch der Polarisation der Welle abhängt.

Die Doppelantennenanordnung liefert unter allen Umständen eine richtige Peilung, vorausgesetzt, daß das Verhältnis $\frac{\text{Abstand}}{\text{Wellenlänge}} < 1$ ist.

Das gleiche gilt auch für die drehbare V-Antenne.

Eine praktische Anwendung hat bisher nur die erste Anordnung gefunden.

Rahmengoniometer.

Das Goniometer besteht aus zwei rechtwinklig zueinander angeordneten Vertikalrahmenantennen, deren Gestalt gleichgültig ist. Bezeichnet man den Einfallswinkel der Welle in der Horizontalebene in bezug auf den einen Rahmen (I) mit α (s. Fig. 3), den Neigungswinkel gegen die

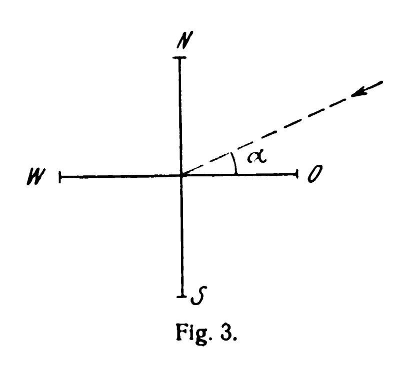


Fig. 3.

Horizontale mit β, den Winkel, um den die Polarisationsebene aus der normalen Lage herausgedreht ist, mit γ, und endlich den Winkel der drehbaren Goniometerspule S (s. Fig. 4) mit der Rahmenebene I durch ϑ, so läßt sich

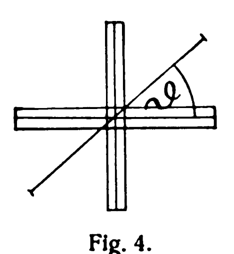


Fig. 4.

unter Benutzung der in einer früheren Arbeit[1]) abgeleiteten Gleichung für die Richtcharakteristik einer vertikal aufgestellten Rahmenantenne ableiten, daß auf die Spule S von dem Rahmen I eine Wirkung ausgeübt wird vom Betrage

$$r_1 = a(\cos\alpha\cos\gamma + \sin\alpha\sin\beta\sin\gamma)\cos\vartheta$$

und entsprechend von der senkrecht zu ihr angeordneten II

$$r_2 = a(\sin\alpha\cos\gamma + \cos\alpha\sin\beta\sin\gamma)\sin\vartheta$$

Als Gesamtwirkung ergibt sich dann

$$r = r_1 + r_2 = a\{(\cos\alpha\cos\gamma + \sin\alpha\sin\beta\sin\gamma)\cos\vartheta + (\sin\alpha\cos\gamma + \cos\alpha\sin\beta\sin\gamma)\sin\vartheta\}$$

Der Drehwinkel ϑ, für den die Empfangswirkung r in der Goniometerspule verschwindet, ist gegeben durch den Ausdruck

$$\operatorname{tg}\vartheta = -\frac{\cos\alpha\cos\gamma + \sin\alpha\sin\beta\sin\gamma}{\sin\alpha\cos\gamma + \cos\alpha\sin\beta\sin\gamma}.$$

Ein Maximum würde demnach bei $\vartheta = \mp 90^\circ$ liegen.

Als Mißweisung μ soll die Winkeldifferenz $\vartheta - 90^\circ - \alpha$ bezeichnet werden; ihr Betrag ist positiv oder negativ, je nachdem $\vartheta - 90^\circ >$ oder $< \alpha$ ausfällt.

1. Die Wellen fallen horizontal ein, d. h. $\beta = 0$.

Für diesen Fall geht der obige Ausdruck über in den folgenden $\quad tg\,\vartheta = -ctg\,\alpha.$

Die Mißweisung μ ist für alle Einfallswinkel $\alpha = 0$.

Das Rahmengoniometer gibt also für horizontal einfallende Wellen unter allen Umständen die wahre Einfallsrichtung an, es peilt unbedingt richtig.

2. Die Wellen fallen beliebig ein, sind aber normal polarisiert $\gamma = 0$.

Auch in diesem Falle wird wie vorhin

$$tg\,\vartheta = -ctg\,\alpha$$

und $$\mu = 0.$$

Solange die Polarisation der Wellen normal ist ($\gamma = 0$), peilt das Goniometer auch bei geneigt einfallenden Strahlen richtig.

3. Beliebig einfallende und beliebig polarisierte Wellen $\alpha \gtrless 0$, $\beta \gtrless 0$, $\gamma \gtrless 0$.

Der Drehwinkel ϑ, bei dem die Empfangswirkung Null wird, ist gegeben durch den Ausdruck

$$\operatorname{tg}\vartheta = -\frac{\cos\alpha\cos\gamma + \sin\alpha\sin\beta\sin\gamma}{\sin\alpha\cos\gamma + \cos\alpha\sin\beta\sin\gamma} \quad \text{oder}$$

$$\operatorname{tg}\vartheta = -\operatorname{ctg}\alpha\,\frac{1 + \operatorname{tg}\alpha\operatorname{tg}\gamma\sin\beta}{1 + \operatorname{ctg}\alpha\operatorname{tg}\gamma\sin\beta}.$$

Nimmt man zunächst an, daß die Drehung der Polarisationsebene $\gamma = 90^\circ$ beträgt, so wird

$$tg\,\vartheta = -tg\,\alpha$$

$$\mu = \vartheta - 90^\circ - \alpha.$$

Es wird also, wie auch aus der folgenden Tabelle hervorgeht, eine Mißweisung eintreten, die aber unabhängig ist von dem Neigungswinkel β der einfallenden Wellen.

α	ϑ	μ
0°	180°	+ 90°
30°	150°	+ 30°
45°	135°	0°
60°	120°	— 30°
90°	90°	— 90°

Für Einfallswinkel α zwischen Null und 45° ist die Mißweisung positiv, und zwar nimmt sie mit wachsendem α von 90° bis Null ab. Wächst α über 45° hinaus, so ändert die Mißweisung ihr Vorzeichen und nimmt für $\alpha = 90^\circ$ ihren größten Wert 90° an. Die Anordnung peilt also nur richtig für Wellen, die unter 45° gegen die Rahmenebene I horizontal einfallen.

Die Abhängigkeit der Mißweisung von dem Neigungswinkel β und dem Einfallswinkel α bei gegebener Polari-

sation $\gamma = 30°$ zeigt die folgende Tabelle, die nach der oben stehenden allgemeinen Formel für ϑ berechnet worden ist (s. Fig. 5).

$$\gamma = 30°.$$

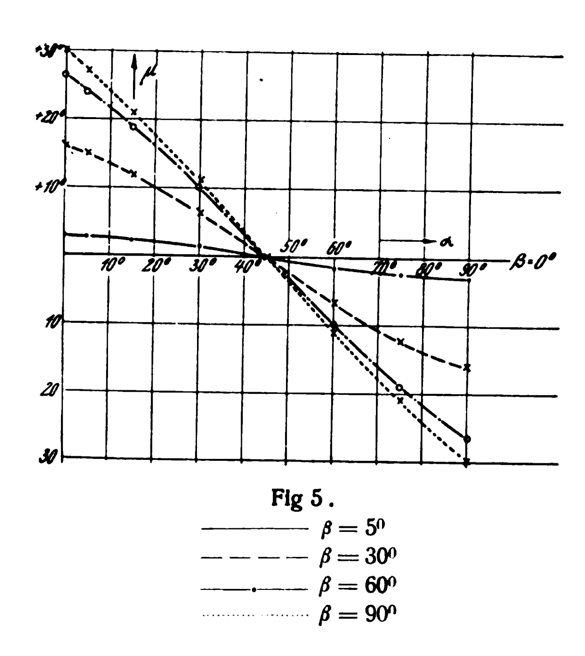


Fig 5.

———— $\beta = 5^0$
– – – – $\beta = 30^0$
——•—— $\beta = 60^0$
.... $\beta = 90^0$

	$\beta = 0^0$	$\beta = 5^0$	$\beta = 30^0$	$\beta = 60^0$	$\beta = 90^0$
$\alpha = 0^0$	$\mu = 0^0$	$\mu = +2^0\ 53'$	$\mu = +16^0\ 6'$	$\mu = +26^0\ 34'$	$\mu = +30^0$
5^0	—	$+2^0\ 49'$	$+15^0\ 9'$	$+24^0\ 23'$	$+27^0\ 20'$
15^0	—	$+2^0\ 26'$	$+12^0\ 19'\ 24''$	$+19^0\ 6'$	$+21^0\ 12'\ 27''$
30^0	—	$+1^0\ 23'$	$+6^0\ 36'\ 24''$	$+9^0\ 54'$	$+10^0\ 53'\ 30''$
45^0	0^0	0^0	0^0	0^0	0^0
60^0	—	$-1^0\ 23'$	$-6^0\ 36'\ 24''$	$-9^0\ 54'$	$-10^0\ 53'\ 30''$
75^0	—	$-2^0\ 26'$	$-12^0\ 19'\ 24''$	$-19^0\ 6'$	$-21^0\ 12'\ 27''$
90^0	0^0	$-2^0\ 53'$	$-16^0\ 6'$	$-26^0\ 34'$	-30^0

Die Rahmengoniometeranordnung peilt richtig, und zwar unabhängig von der Neigung des Strahles und seiner Polarisation, nur bei einem Einfallswinkel von 45°. Die Mißweisung wird ein Maximum, wenn die Strahlen entweder unter 0° bzw. 90° einfallen, d. h. also in Richtung der beiden Rahmen. Für Einfallswinkel $\alpha < 45°$ ist die Mißweisung positiv, für $\alpha > 45°$ negativ. Sie wächst außerdem bei konstanter Polarisation γ mit zunehmendem Neigungswinkel β bis zu einem Maximalbetrage, der für $\alpha = 0$ bzw. 90° und $\beta = 90°$ gegeben ist, durch den Ausdruck

$$\mu = \frac{\pi}{2} - \operatorname{ctg} \gamma$$

Hält man den Neigungswinkel β konstant und variiert man die Polarisation γ, so nimmt die Mißweisung μ ganz ähnlich wie bei der Neigung mit wachsender Drehung der Polarisationsebene zu. Die Anordnung peilt richtig nur bei einem Einfallswinkel von 45°; maximale Mißweisung tritt ein bei $\alpha = 0°$ und 90°.

Setzt man in der allgemeinen Gleichung

$$\operatorname{tg} \vartheta = -\operatorname{ctg} \alpha \frac{1 + \operatorname{tg} \alpha \operatorname{tg} \gamma \sin \beta}{1 + \operatorname{ctg} \alpha \operatorname{tg} \gamma \sin \beta}$$

$$\operatorname{tg} \gamma \sin \beta = m,$$

so geht sie über in die folgende

$$\operatorname{tg} \vartheta = -\operatorname{ctg} \alpha \frac{1 + m \operatorname{tg} \alpha}{1 + m \operatorname{ctg} \alpha}$$

$$\mu = \vartheta - \frac{\pi}{2} - \alpha$$

In der folgenden Tabelle sind die Mißweisungen für eine Reihe von m-Werten berechnet worden (s. Fig. 6).

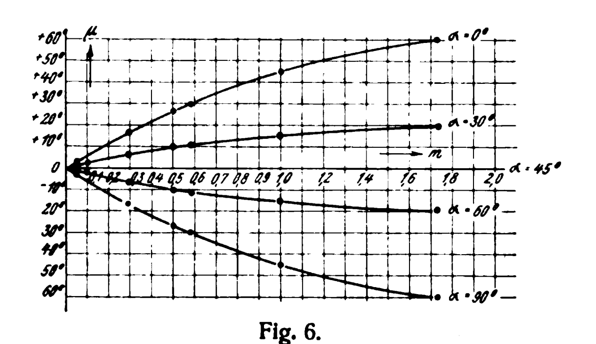


Fig. 6.

$\alpha = 0^0$:

$m =$	0	0,05	0,29	0,50	0,58	1,00	1,73
$\mu =$	0^0	$2^0\ 53'$	$16^0\ 6'$	$26^0\ 34'$	30^0	45^0	60^0
$m =$	2,75	3,73	8,67	11,43			
$\mu =$	70^0	75^0	80^0	85^0			

$\alpha = 30^0$:

$m =$	0	0,05	0,29	0,50	0,58	1,00	1,73
$\mu =$	0^0	$1^0\ 23'$	$6^0\ 36'$	$9^0\ 54'$	$10^0\ 54'$	15^0	$19^0\ 6'$
$m =$	2,75	3,73	8,67	11,43			
$\mu =$	$22^0\ 7'$	$23^0\ 47'$	$26^0\ 59'$	$27^0\ 40'$			

$\alpha = 45^0 \{ \mu = 0^0$

$\alpha = 60^0$:

$m =$	0	0,05	0,29	0,50	0,58	1,00
$\mu =$	0^0	$-1^0 23'$	$-6^0 36'$	$-9^0 54'$	$-10^0 54'$	-15^0
$m =$	1,73	2,75	3,73	8,67	11,43	
$\mu =$	$-19^0 6'$	$-22^0 7'$	$-23^0 47'$	$-26^0 59'$	$-27^0 40'$	

$\alpha = 90^0$:

$m =$	0	0,05	0,29	0,50	0,58	1,00
$\mu =$	0^0	$-2^0 53'$	$-16^0 6'$	$-26^0 34'$	-30^0	-45^0
$m =$		1,73	2,75	3,73	8,67	11,43
$\mu =$		-60^0	-70^0	-75^0	-80^0	-85^0

Die Mißweisung wächst also mit $m = tg\, \gamma \sin \beta$, und zwar verlaufen die Kurven $\mu = f\,(m, \alpha)$ um so steiler, je kleiner der Einfallswinkel α der Wellen ist.

Für $\alpha = 45°$ wird die Mißweisung Null für jeden Betrag von m. Bei Winkelwerten $\alpha > 45°$ ändert sich der Sinn der Mißweisung.

Einfluß einer nicht genau senkrechten Lage der Antennen und der Feldspulen des Goniometers auf die Mißweisung.

Nimmt man an, daß die Lage der einen Antenne des Goniometers — vorausgesetzt wird zunächst eine Rahmenanordnung — nicht genau senkrecht zu der der anderen ist, wobei die Winkelabweichung von der senkrechten Lage ξ sein möge (Fig. 7), und daß außerdem auch die Feldspulen des eigentlichen Goniometers einen Winkel bilden, der um den Betrag η (Fig. 8) von 90° abweicht, so ergibt die Rechnung beim Verschwinden der Empfangswirkung in der



drehbaren Goniometerspule für den Drehwinkel ϑ den Ausdruck

$$\operatorname{tg}\vartheta = -\frac{1}{\cos\eta}\,\frac{\cos\alpha\cos\gamma + \sin\alpha\sin\beta\sin\gamma}{\sin(\alpha+\xi)\cos\gamma + \cos(\alpha+\xi)\sin\beta\sin\gamma} - \operatorname{tg}\eta$$

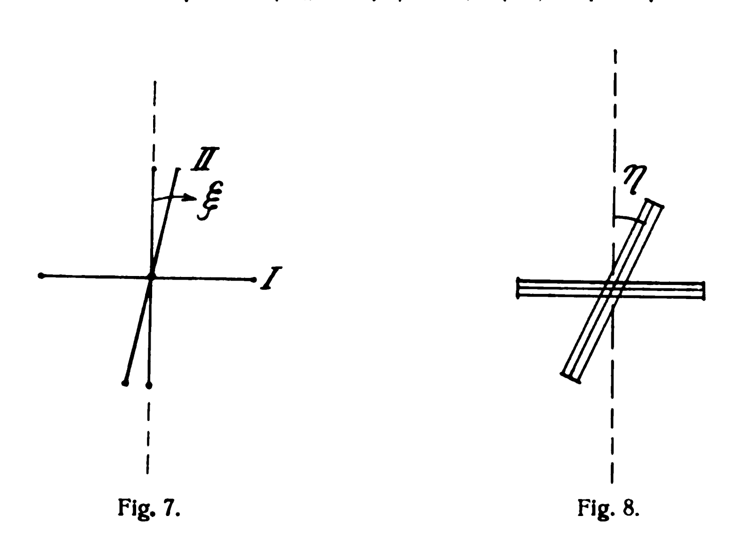


Fig. 7. Fig. 8.

und für die Mißweisung

$$\mu = \vartheta - 90^\circ - \alpha.$$

1. Horizontal einfallende Wellen ($\beta = 0$).

Die obige Formel geht für diesen speziellen Fall über in die folgende

$$\operatorname{tg}\vartheta = -\frac{1}{\cos\eta}\,\frac{\cos\alpha}{\sin(\alpha+\xi)} - \operatorname{tg}\eta$$

oder anders geschrieben

$$\operatorname{tg}\vartheta = -\frac{1}{\cos\eta\cos\xi}\cdot\frac{\operatorname{ctg}\alpha}{1+\operatorname{ctg}\alpha\operatorname{tg}\xi} - \operatorname{tg}\eta$$

Zunächst zeigt diese Formel, daß schon bei horizontal einfallenden Wellen eine Mißweisung auftritt im Gegensatz zu dem eingangs behandelten Goniometer mit normaler Lage der Antennen und Feldspulen. Setzt man η und $\xi = 0$, so geht sie in der Tat über in die früher abgeleitete

$$\operatorname{tg}\vartheta = -\operatorname{ctg}\alpha,$$

d. h. es tritt dann keinerlei Mißweisung ein.

Aus der obigen Gleichung ergibt sich ferner, daß die Einwirkung von ξ und η auf die Größe der Mißweisung verschieden ausfällt. Setzt man eine normale Lage der Feldspulen voraus ($\eta = 0$), so wird

$$\operatorname{tg}\vartheta = -\frac{1}{\cos\xi}\,\frac{\operatorname{ctg}\alpha}{1+\operatorname{ctg}\alpha\operatorname{tg}\xi}$$

Ist andererseits die Antennenanlage normal ($\xi = 0$), die Lage der Feldspulen anormal ($\eta \gtrless 0$), so ergibt sich

$$\operatorname{tg}\vartheta = -\frac{1}{\cos\eta}\operatorname{ctg}\alpha - \operatorname{tg}\eta$$

In der folgenden Tabelle sind die Mißweisungen zunächst bei horizontalem Welleneinfall ($\beta = 0$) für ξ und η getrennt und außerdem beim Zusammenwirken beider berechnet (s. Fig. 9 u. 10).

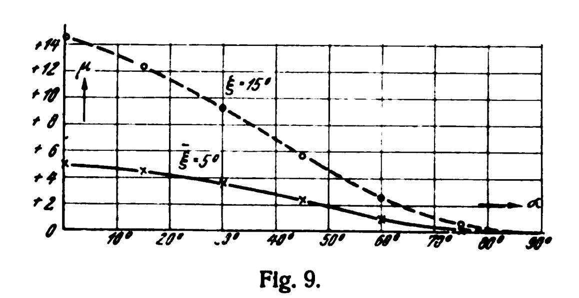


Fig. 9.

Fig. 10.

	$\xi = 0$	$\xi = 5^0$	$\xi = 15^0$	$\eta = 0$	$\eta = 5^0$	$\eta = 15^0$	$\xi = 0$ $\eta = 0$	$\xi = 5^0$ $\eta = 5^0$	$\xi = 15^0$ $\eta = 15^0$
$\alpha = 0$	$\mu = 0^0$	$\mu = +4^0\,59'$	$\mu = +14^0\,31'$	$\mu = 0$	$\mu = 0^0$	$\mu = 0$	$\mu = 0$	$\mu = +4^0\,55'$	$\mu = +13^0\,11'$
15^0	—	$+4^0\,30'$	$+12^0\,22'$	—	$-0^0\,23'$	$-1^0\,24'$	—	$+3^0\,53'$	$+8^0\,48'$
30^0	—	$+3^0\,31'$	$+9^0\,14'$	—	$-1^0\,18'$	$-4^0\,7'$	—	$+1^0\,57'$	$+3^0\,4'$
45^0	—	$+2^0\,17'$	$+5^0\,46'$	—	$-2^0\,30'$	$-7^0\,30'$	—	$-0^0\,24'$	$-2^0\,50'$
60^0	—	$+1^0\,7'$	$+2^0\,38'$	—	$-3^0\,42'$	$-10^0\,53'$	—	$-2^0\,40'$	$-8^0\,48'$
75^0	—	$+0^0\,16'$	$+0^0\,29'$	—	$-4^0\,37'$	$-13^0\,37'$	—	$-4^0\,21'$	$-13^0\,11'$
90^0	0^0	0^0	0^0	0^0	-5^0	-15^0	0^0	-5^0	-15^0

Liegen die beiden das Goniometer bildenden Rahmenantennen nicht genau senkrecht zueinander ($\xi \gtrless 0^\circ$), so treten auch bei horizontal einfallenden Wellen Mißweisungen auf, deren Beträge mit wachsenden ξ-Werten zunehmen. Die Anordnung peilt nur richtig für einen Einfallswinkel von 90°, während für $\alpha = 0^\circ$ die größten Mißweisungen auftreten.

Kreuzen sich andererseits die beiden Feldspulen des Goniometers nicht genau senkrecht ($\eta \gtrless 0$), so ergeben sich ebenfalls Mißweisungen, die mit der Größe der Lagen-

abweichungen wachsen. Bei einem Einfallswinkel von $\alpha = 0$ verschwindet die Mißweisung; für $\alpha = 90°$ erreicht sie ihr Maximum, dessen Betrag gleich η ist. Der Sinn der Mißweisung ist der umgekehrte wie bei einer nicht genau senkrechten Antennenkreuzung.

Wirken endlich beide Ursachen zusammen, so wechselt die Mißweisung ihre Richtung in dem Winkelbereich α zwischen 0 und 90°. Ihr Betrag ist außerdem etwas geringer als in dem Falle, wo nur eine der beiden Ursachen (ξ oder $\eta \gtrless 0$) vorliegt.

Geneigt einfallende aber normal polarisierte Wellen.

Hat man es nicht wie bisher mit horizontal, sondern geneigt einfallenden Wellen zu tun ($\beta \gtrless 0$), so kommt man zu den gleichen Ergebnissen, so lange ihre Polarisation normal ist ($\gamma = 0$).

Läßt man aber eine Drehung der Polarisationsebene zu, so wird der Verlauf der Mißweisungskurve sich ändern.

Ihre Berechnung geschieht nach der allgemeinen Formel

$$\operatorname{tg} \vartheta = -\frac{1}{\cos \eta} \frac{\cos \alpha + \sin \alpha \sin \beta \operatorname{tg} \gamma}{\sin (\alpha + \xi) + \cos (\alpha + \xi) \sin \beta \operatorname{tg} \gamma} - \operatorname{tg} \eta$$

In der folgenden Tabelle sind eine Reihe von Mißweisungen berechnet unter der vereinfachten Annahme, daß es sich nur um einen Aufbaufehler des Antennensystems handelt ($\xi \gtrless 0$), während die Feldspulen die richtige Lage zueinander haben sollen ($\eta = 0$). Es ist ferner angenommen worden, daß der Neigungswinkel $\beta = 15°$ und der Polarisationswinkel γ ebenfalls 15° betragen soll (s. Fig. 11).

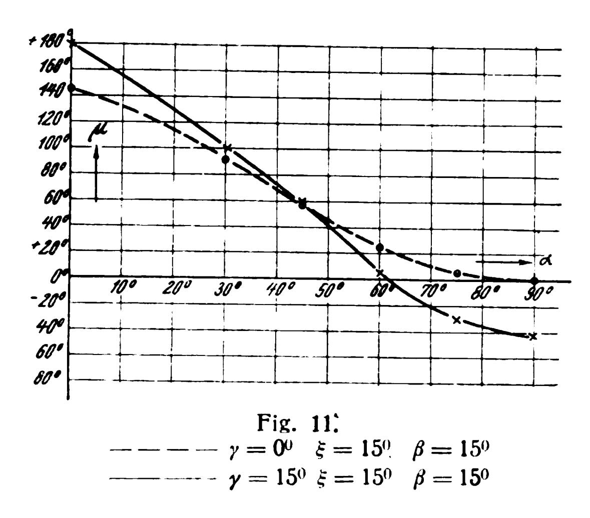


Fig. 11.

– – – – $\gamma = 0°$ $\xi = 15°$ $\beta = 15°$

——— $\gamma = 15°$ $\xi = 15°$ $\beta = 15°$

	$\xi = 15°$; $\beta = 15°$; $\gamma = 15°$	$\xi = 15°$; $\gamma = 0°$
$\alpha = 0°$	$\mu = +18° 3'$	$\mu = +14° 31'$
30°	$+10°$	$+9° 14'$
45°	$+6° 2'$	$+5° 46'$
60°	$+0° 21'$	$+2° 38'$
75°	$-3° 3'$	$+0° 29'$
90°	$-4° 11'$	$0°$

Vergleicht man den Verlauf der Mißweisungskurve (s. Fig.) mit der bei normaler Polarisation ($\gamma = 0$), so sieht man, daß die Mißweisung unter dem Einfluß der Drehung der Polarisationsebene größer geworden ist: Außerdem tritt im vorliegenden Falle eine Aenderung ihres Sinnes auf.

Der Winkelwert α, bei dem die Mißweisung den Wert Null annimmt, ist abhängig von der Polarisationsänderung.

Setzt man andererseits die Antennenanordnung als richtig voraus ($\xi = 0$), die Feldspulenlage aber mit einem Fehler behaftet ($\eta \gtrless 0$), so erhält man unter den gleichen Annahmen wie oben ($\beta = 15°$; $\gamma = 15°$) die folgende Tabelle (s. Fig. 12).

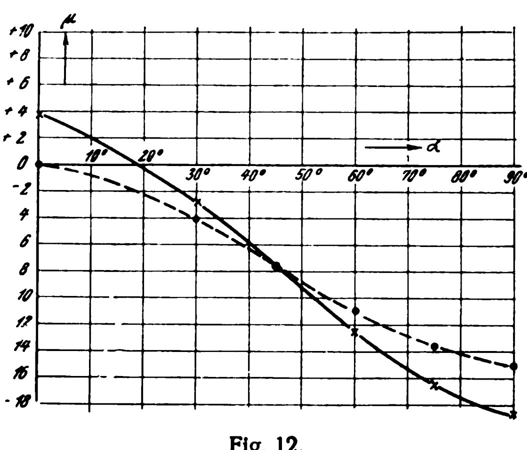


Fig. 12.

××× ——— $\eta = 15°$ $\beta = 15°$ $\gamma = 15°$

○○○ – – – $\eta = 15°$ $\gamma = 0.$

	$\eta = 15°$; $\beta = 15°$; $\gamma = 15°$	$\eta = 15°$; $\gamma = 0$
$\alpha = 0°$	$\mu = +3° 46'$	$\mu = 0°$
30°	$-2° 40'$	$-4° 7'$
45°	$-7° 26'$	$-7° 26'$
60°	$-12° 21'$	$-10° 53'$
75°	$-16° 23'$	$-13° 37'$
90°	$-18° 46'$	$-15°$

Auch bei nicht genau senkrechter Lage der Feldspulen zueinander hat eine Polarisationsänderung Einfluß auf den Verlauf der Mißweisungskurve (s. Fig.), und zwar nicht nur nach der Richtung, daß ihre Größe geändert wird, sondern auch in bezug auf den Winkelwert α, bei dem die Mißweisung verschwindet. Je nach der Größe der Polarisationsebenendrehung wird eine entsprechende Verschiebung jenes α-Wertes eintreten.

Läßt man endlich einen Fehler sowohl in den Antennenlagen als auch bei den Feldspulen zu (ξ und $\eta \gtrless 0$), so ergibt sich für einen Neigungswinkel von $\beta = 15°$ und eine Polarisationsänderung von γ ebenfalls 15° die folgende Tabelle.

	$\xi = 15°$; $\eta = 15°$; $\beta = 15°$; $\gamma = 14°$	$\xi = 15°$; $\eta = 15°$; $\gamma = 0$
$\alpha = 0°$	$\mu = +16° 11'$	$\mu = +13° 11'$
30°	$+3° 4'$	$+3° 4'$
45°	$-3° 41'$	$-2° 50'$
60°	$-10° 37'$	$-8° 48'$
75°	$-16° 35'$	$-13° 11'$
90°	$-18° 58'$	$+15°$

Wie aus der Tabelle hervorgeht, tritt bei geneigt einfallenden und nicht mehr normal polarisierten Strahlen eine Zunahme der Mißweisung ein gegenüber dem Fall, wo die Lage der Polarisationsebene normal ist ($\gamma = 0$). Die beiden Kurven schneiden sich (s. Fig. 13) bei einem Einfallswinkel α von etwa 30°.

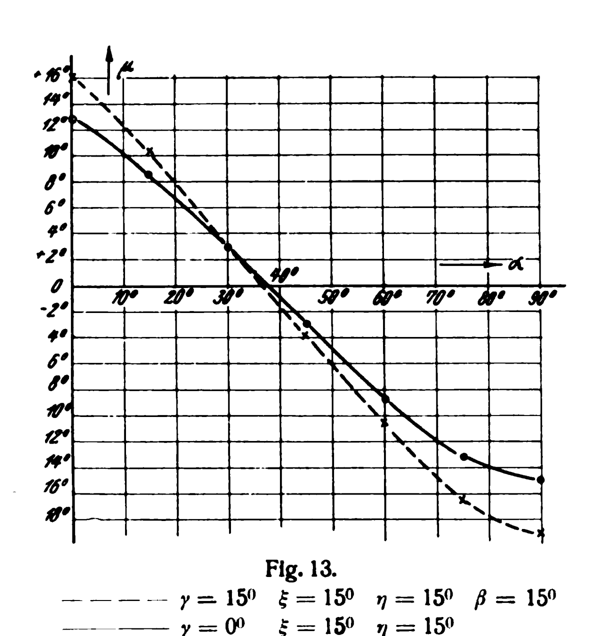


Fig. 13.

– – – – $\gamma = 15^0$ $\xi = 15^0$ $\eta = 15^0$ $\beta = 15^0$

———— $\gamma = 0^0$ $\xi = 15^0$ $\eta = 15^0$

Einfluß von verschieden großen Abmessungen der Rahmen auf die Mißweisung.

Bei der Ableitung der Formeln für das Rahmengoniometer war vorausgesetzt worden, daß die senkrecht zueinander angeordneten Rahmen genau gleiche Abmessungen besaßen, d. h. es war gesetzt worden

$$r_{1\,max} = r_{2\,max} = a$$

Läßt man aber eine Verschiedenheit beider voneinander zu, so wird man jetzt

$$r_{1\,max} = a_1 \text{ und } r_{2\,max} = a_2$$

einführen und in gleicher Weise wie zuvor für ϑ den Ausdruck erhalten

$$\operatorname{tg} \vartheta = -\frac{a_1}{a_2} \frac{\cos\alpha \cos\gamma + \sin\alpha \sin\beta \sin\gamma}{\sin\alpha \cos\gamma + \cos\alpha \sin\beta \sin\gamma}$$

1. Horizontaler Welleneinfall ($\beta = 0$).

Aus der Formel erhalten wir in diesem speziellen Fall

$$\operatorname{tg} \vartheta = -\frac{a_1}{a_2} \operatorname{ctg} \alpha$$

Vergleicht man diesen Ausdruck mit dem für gleiche Rahmenabmessungen abgeleiteten

$$\operatorname{tg} \vartheta = -\operatorname{ctg} \alpha$$

so sieht man, daß als Folge der Ungleichmäßigkeit auch bei horizontalem Welleneinfall eine Mißweisung auftritt, deren Größe mit der Verschiedenheit der beiden Rahmen zunimmt. Eine derartige Anlage peilt nur richtig für Einfallswinkel $\alpha = 0°$ und $90°$, d. h. wenn die Wellenrichtung in eine der beiden Rahmenebenen fällt.

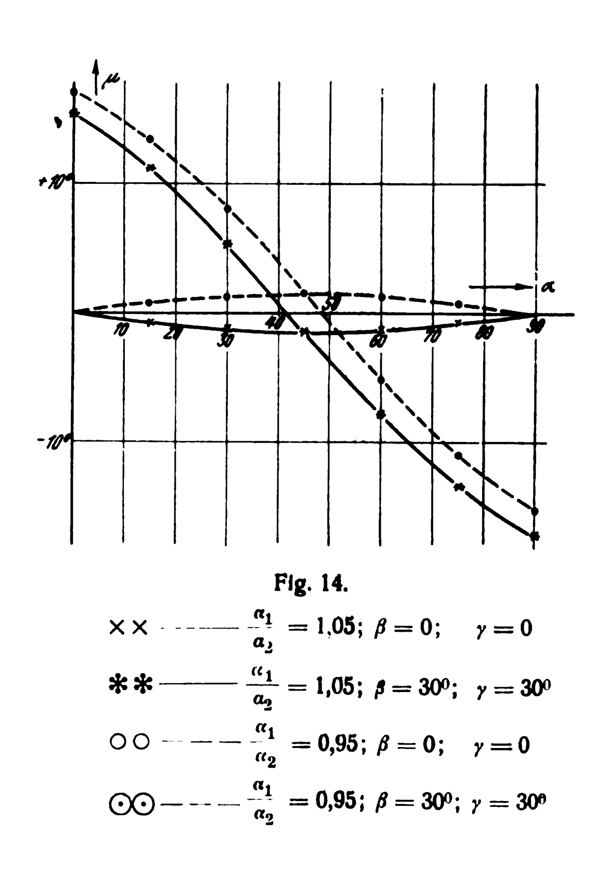


Fig. 14.

×× - - - - $\frac{a_1}{a_2} = 1{,}05$; $\beta = 0$; $\gamma = 0$

✱✱ ——— $\frac{a_1}{a_2} = 1{,}05$; $\beta = 30^0$; $\gamma = 30^0$

○○ – – – $\frac{a_1}{a_2} = 0{,}95$; $\beta = 0$; $\gamma = 0$

⊙⊙ – – – – $\frac{a_1}{a_2} = 0{,}95$; $\beta = 30^0$; $\gamma = 30^0$

Der Verlauf der Mißweisung in Abhängigkeit von Einfallswinkel α und Größe des Unterschiedes der Rahmen $\frac{a_1}{a_2}$ ergibt sich aus der folgenden Tabelle (s. Fig.).

	$\frac{a_1}{a_2} = 1{,}05$	1,1	0,95	$\frac{a_1}{a_2} = 1{,}05$ $\beta = 30^0$; $\gamma = 30^0$	0,95 $\beta = 30^0$; $\gamma = 30^0$
$\alpha = 0^0$	$\mu = 0^0$	$\mu = 0^0$	$\mu = 0^0$	$\mu = +15^0\,22'$	$\mu = +16^0\,54'$
15^0	$-0^0\,41'$	$-1^0\,19'$	$+0^0\,45'$	$+11^0\,12'$	$+13^0\,33'$
30^0	$-1^0\,12'$	$-2^0\,18'$	$+1^0\,17'$	$+5^0\,16'$	$+8^0$ —
45^0	$-1^0\,24'$	$-2^0\,44'$	$+1^0\,28'$	$-1^0\,24'$	$+1^0\,28'$
60^0	$-1^0\,13'$	$-2^0\,25'$	$+1^0\,15'$	$-7^0\,56'$	$-5^0\,11'$
75^0	$-0^0\,43'$	$-1^0\,25'$	$+0^0\,43'$	$-13^0\,29'$	$-11^0\,9'$
90^0	0^0	0^0	0^0	$-16^0\,52'$	$-15^0\,20'$

Ist der Ostwestrahmen (a_1) größer als der in der Nordsüdrichtung (a_2), so sind die Mißweisungen gleichsinnig und am größten in der Umgebung von $\alpha = 45°$.

Werden die Größenverhältnisse beider Rahmen vertauscht ($a_2 < a_1$), so ändert sich der Sinn der Mißweisungen, die im übrigen aber genau so wie zuvor verlaufen.

In den beiden letzten Kolonnen der Tabelle sind die Mißweisungen berechnet für geneigt einfallende ($\beta = 30°$) und nicht mehr normal polarisierte Wellen ($\gamma = 30°$).

Vergleicht man hiermit die Tabelle auf Seite 00, die für vollkommen gleiche Rahmen gilt, so sieht man, daß im vorliegenden Fall ($a_1 \gtrless a_2$) das System nicht mehr bei einem Einfallswinkel $\alpha = 45°$ richtig peilt, sondern daß dieser Winkel nach kleineren Werten rückt, wenn $a_1 > a_2$ ist, und nach größeren, wenn $a_1 < a_2$ wird.



Goniometer, bestehend aus einem Rahmen (Ost-West) und einer ungerichteten Antenne.

Besteht das Goniometer aus einem Rahmen (Ost-Westrichtung) und einer ungerichteten Antenne, so bestimmt sich der Drehwinkel ϑ aus folgender Gleichung

$$\mathrm{tg}\,\vartheta = -\frac{a\cos\alpha\cos\gamma + \sin\alpha\sin\beta\sin\gamma}{b\cos\beta\cos\gamma}$$

oder, wenn $a = b$ gemacht wird

$$\mathrm{tg}\,\vartheta = -\frac{\cos\alpha\cos\gamma + \sin\alpha\sin\beta\sin\gamma}{\cos\beta\cos\gamma}$$

1. Horizontal einfallender, normal polarisierter Strahl ($\beta = 0$; $\gamma = 0$).

Unter diesen Bedingungen wird

$$\mathrm{tg}\,\vartheta = -\cos\alpha.$$

In der folgenden Tabelle sind die berechneten Mißweisungen μ in Abhängigkeit vom Einfallswinkel α eingetragen.

α	ϑ	μ
0°	135°	+ 45°
15°	136°	+ 31°
30°	139° 6′	+ 19° 6′
45°	144° 44′	+ 9° 44′
60°	153° 26′	+ 3° 26′
90°	180°	0°

Die Anordnung liefert auch bei horizontalem Einfall normal polarisierter Wellen Mißweisungen mit Ausnahme des Falles, wo der einfallende Strahl senkrecht zur Rahmenebene verläuft.

Zu dem gleichen Ergebnis kommt man auch, wenn man den horizontalen Einfall beibehält, die Polarisation aber beliebig wählt. Die Mißweisung ist also unter den gemachten Voraussetzungen unabhängig von dem Polarisationszustand des Strahles.

2. Beliebig einfallender, normal polarisierter Strahl ($\beta \gtrless 0$; $\gamma = 0$).

Für diesen Fall ergibt sich aus der allgemeinen Gleichung

$$\mathrm{tg}\,\vartheta = -\frac{\cos\alpha}{\cos\beta}$$

In der folgenden Tabelle sind die Mißweisungen für eine Reihe von β-Werten berechnet worden.

	$\beta = 0^0$	$\beta = 15^0$	$\beta = 30^0$	$\beta = 60^0$
$\alpha = 0^0$	+ 45°	+ 44°	+ 40° 54′	+ 26° 34′
15°	+ 31°	+ 30°	+ 26° 53′	+ 12° 22′
30°	+ 19° 6′	+ 18° 7′	+ 15°	0°
45°	+ 9° 44′	+ 8° 48′	+ 5° 46′	− 9° 44′
60°	+ 3° 26′	+ 2° 38′	0°	− 15°
75°	+ 0° 29′	− 0° 0′ 1″	− 1° 38′	− 12° 22′
90°	0°	0°	0°	0°

Wie man sieht, treten bei geneigt einfallenden Strahlen ($\beta \gtrless 0$) verschieden zwei Winkellagen auf, bei denen die Mißweisung verschwindet. Die eine liegt dauernd bei einem horizontalen Einfallswinkel $\alpha = 90°$, während die andere sich mit wachsendem Neigungswinkel mehr und mehr nach kleineren α-Werten verschieben.

Aus der vorhergehenden Gleichung folgt, daß dieser zweite α-Wert gegeben ist durch die Bedingung

$$\sin\alpha = \cos\beta.$$

Außerdem tritt ein Richtungswechsel der Mißweisungen ein, und zwar an den Nullstellen, die durch die obige Gleichung gegeben sind.

3. Beliebig einfallender und beliebig polarisierter Strahl ($\beta \gtrless 0$; $\gamma \gtrless 0$).

Für diesen allgemeinen Fall ergibt sich ϑ aus der Gleichung

$$\mathrm{tg}\,\vartheta = -\frac{\cos\alpha\cos\gamma + \sin\alpha\sin\beta\sin\gamma}{\cos\beta\cos\gamma}$$

oder umgeformt

$$\mathrm{tg}\,\vartheta = -\frac{\cos\alpha}{\cos\beta} - \sin\alpha\,\mathrm{tg}\,\beta\,\mathrm{tg}\,\gamma.$$

Die folgende Tabelle enthält eine Reihe von Mißweisungswerten, die für verschiedene β- und γ-Werte nach der obigen Formel berechnet sind.

	$\gamma = 0$		$\gamma = 30^0$		$\gamma = 60^0$	
	$\beta = 0^0$	$\beta = 30^0$	$\beta = 0^0$	$\beta = 30^0$	$\beta = 0^0$	$\beta = 30^0$
$\alpha = 0^0$	+ 45°	+ 40° 54′	+ 45°	+ 40° 54′	+ 45°	+ 40° 54′
15°	+ 31°	+ 26° 53′	+ 31°	+ 24° 46′	+ 31°	+ 21° 3′
30°	+ 19° 6′	+ 15°	+ 19° 6′	+ 10° 36′	+ 19° 6′	+ 3° 42′
45°	+ 9° 44′	+ 5° 46′	+ 9° 44′	+ 1° 28′	+ 9° 44′	− 11° 43′
60°	+ 3° 26′	0°	+ 3° 26′	− 10° 54′	+ 3° 26′	− 25° 17′
75°	+ 0° 29′	− 1° 38′	+ 0° 29′	− 16° 50′	+ 0° 29′	− 36° 40′
90°	0°	0°	0°	− 18° 26′	0°	− 45°

Unter dem Einfluß der Polarisation verschiebt sich die Stelle, an der ein Richtungswechsel der Mißweisung eintritt, noch weiter nach kleineren Winkelgraden α zu, und zwar um so mehr, je stärker die Polarisationsebene aus der normalen Lage herausgedreht ist.

In dem positiv angenommenen Bereich nimmt die Größe der Mißweisungen ab, während in dem negativen eine starke Zunahme erfolgt.

Beträgt die Drehung der Polarisationsebene $\gamma = 90°$, so verschwindet die Empfangsintensität für alle Einfallswinkel α stets an der gleichen Stelle $\vartheta = 90°$.

Goniometer, bestehend aus einer Rahmenantenne und einer ungerichteten (Rahmen Nord-Süd).

Vertauscht man in der vorhergehenden Anordnung die Lage der beiden Antennen zueinander, d. h. setzt man den Rahmen in die Nordsüdrichtung, so erhält man in ganz ähnlicher Weise wie zuvor für ϑ die Gleichung

$$\mathrm{tg}\,\vartheta + -\frac{\cos\beta\cos\gamma}{\sin\alpha\cos\gamma + \cos\alpha\sin\beta\sin\gamma}$$

die für horizontalen Einfall $\beta = 0$ übergeht in die folgende

$$\mathrm{tg}\,\vartheta = -\frac{1}{\sin\alpha}$$

Vergleicht man hiermit das im vorhergehenden Abschnitt gefundene Resultat, so sieht man, daß hier für einen Einfallswinkel $\alpha = 0$ die Mißweisung verschwindet, während sie dort ihren maximalen Betrag von 45° hatte.

Fällt die Welle unter 90° ein, so wird die Mißweisung ihren Höchstbetrag von 45° annehmen, jedoch mit dem

entgegengesetzten Vorzeichen, d. h. der Sinn der Mißweisung ist ein anderer wie zuvor.

Etwas ganz ähnliches gilt auch in bezug auf die zuvor behandelten Fälle des nicht horizontalen Einfalles der Strahlen und einer anormalen Lage der Polarisationsebene.

Zusammenfassung des zweiten Teiles.

Eine aus zwei Kreuzrahmen bestehende Goniometeranordnung peilt ohne Mißweisung nur, wenn entweder die Polarisation normal oder die Welle horizontal einfällt.

Geneigt einfallende und gleichzeitig nicht normal polarisierte Wellen geben Anlaß zu Mißweisungen, deren Größe mit wachsendem Neigungswinkel der Strahlen zunimmt und bei $\beta = 90°$ ihren maximalen Wert erreicht.

Die Mißweisung erreicht ihre größten Werte unabhängig von dem Neigungswinkel, wenn der horizontale Einfallswinkel in eine der beiden Rahmenebenen hineinfällt; sie verschwindet für einen Wert dieses Winkels gleich 45°.

Bei konstant gehaltenem Neigungswinkel wächst die Mißweisung mit der Größe des Winkels, um den die Lage der Polarisationsebene von der normalen abweicht.

Kreuzen sich die beiden Rahmenantennen nicht genau unter einem Winkel von 90°, so tritt schon bei horizontalem Welleneinfall eine Mißweisung auf, deren Größe mit jener Abweichung zunimmt. Etwas ähnliches gilt auch für eine nicht genau senkrechte Lage der beiden Feldspulen des Goniometers zueinander.

Während im ersteren Falle die Anordnung nur richtig peilt für einen Einfallswinkel von 90°, tritt im zweiten das gleiche ein für einen Einfallswinkel von 0°.

Außerdem ist der Sinn der Mißweisungen in beiden Fällen entgegengesetzt.

Wirken beide Ursachen zusammen, so ist die aus beiden resultierende Mißweisung etwas geringer als die unter dem Einfluß jeder einzelnen. Ein fernerer Unterschied zeigt sich in bezug auf den Sinn der Mißweisung, die bei Vorhandensein beider Fehlerquellen zwischen den Einfallswinkeln 0 und 90° ihr Zeichen wechselt.

Sind die beiden Rahmen nicht gleichgroß, so zeigt sich bereits bei horizontalem Welleneinfall eine Mißweisung, deren Größe mit dem Grad ihrer Verschiedenheit zunimmt.

Die Mißweisung erreicht ihr Maximum bei einem Einfallswinkel von 45°.

Ein aus nur einem Rahmen und einer ungerichteten Antenne bestehendes Goniometer peilt schon bei horizontalem Einfall der Wellen falsch, mit Ausnahme des Falles, wo die Welle senkrecht zur Rahmenebene verläuft.

Fallen die Wellen geneigt ein, so tritt noch ein zweiter Wert des Einfallswinkels α auf, bei dem die Mißweisung verschwindet, und zwar rückt dieser um so mehr nach kleinen Winkelgraden α hin, je stärker die Neigung ist.

Diese Verschiebung wird noch verstärkt, wenn die Polarisationsänderung wächst.

(Schluß folgt.)

(Eingegangen am 25. 3. 1927.)

Nachtrag zu der Arbeit: „Ein Beitrag zur Theorie der Niederfrequenzverstärkung mit Widerstandskopplung".*)

Von **Heinrich Kafka.**

In der obigen Arbeit wurde die Frequenzabhängigkeit des Verstärkungsverhältnisses $\frac{\mathfrak{E}_{g_2}}{E_{g_1}}$ einer Verstärkungsstufe mit Widerstands-Kapazitäts-Kopplung unter Berücksichtigung der Röhrenkapazitäten durch Ortsdiagramme dargestellt. Der Einfluß der Kopplung kann noch deutlicher zum Ausdruck gebracht werden, wenn statt des Verhältnisses $\frac{\mathfrak{E}_{g_2}}{E_{g_1}}$ das Verhältnis $\frac{\mathfrak{E}_{g_2}}{E_{g_1}/D_1}$ untersucht wird. Für den besonderen Fall, daß der Scheinleitwert für den Gitterstrom der zweiten Röhre ein reiner kapazitiver Blindleitwert $j\omega C_{G_2}^{\bullet}$ ist (s. Gleichungsgruppe 19), ergibt sich für das letztgenannte Verhältnis der folgende Ausdruck:

$$\frac{\mathfrak{E}_{g_2}}{E_{g_1}/D_1} = \frac{1}{-K' + j\left(\frac{K''}{f} - K'''f\right)},$$

wobei

$$K' = \left(1 + \frac{R_{i_1}}{r_{a_1}}\right)\left(1 + \frac{C_{G_2}^{\bullet}}{C_{\ddot{u}}}\right) + \frac{R_{i_1}}{r_{g_2}}\left(1 + \frac{C_{A_1}}{C_{\ddot{u}}}\right)$$

$$K'' = \frac{1 + \frac{R_{i_1}}{r_{a_1}}}{2\pi C_{\ddot{u}} r_{g_2}},$$

$$K''' = 2\pi R_{i_1}\left[C_{A_1}\left(1 + \frac{C_{G_2}^{\bullet}}{C_{\ddot{u}}}\right) + C_{G_2}^{\bullet}\right].$$

Die Endpunkte der Vektoren $\frac{\mathfrak{E}_{g_2}}{E_{g_1}/D_1}$ beschreiben bei veränderlicher Frequenz f einen Kreis mit dem Durchmesser

$$2R = \frac{1}{K'} = \frac{1}{\left(1 + \frac{R_{i_1}}{r_{a_1}}\right)\left(1 + \frac{C_{G_2}^{\bullet}}{C_{\ddot{u}}}\right) + \frac{R_{i_1}}{r_{g_2}}\left(1 + \frac{C_{A_1}}{C_{\ddot{u}}}\right)},$$

der durch den Ursprung O geht, und dessen Mittelpunkt auf der negativen Wirkachse liegt. Der Durchmesser dieses Kreises bestimmt den maximalen Betrag, den das Verstärkungsverhältnis $\frac{\mathfrak{E}_{g_2}}{E_{g_1}/D_1}$ annehmen kann.

(Eingegangen am 19. 4. 1927.)

*) ds. Jahrb. **29**, S. 39, 1927, Heft 2.



Liefert ein abreißender modulierter ungedämpfter Sender modulierte Hochfrequenz?

Von **F. A. Fischer**, Kiel.

Beim Arbeiten mit kurzen Wellen hat es sich oft als wünschenswert herausgestellt, nicht mit einer rein ungedämpften Welle zu arbeiten, sondern mit einem breiteren Frequenzband. Man kann auf diese Weise den Einfluß kleiner Schwankungen des Empfanges eliminieren. Macht man Schwebungsempfang, so genügt es aber nicht, den Sender zu modulieren, da der Überlagerungston dann immer noch das Schwanken der Trägerwelle oder einer Welle des Seitenbandes wiedergibt. Erst ein völliges „Ausmodulieren" des Senders, was sich praktisch am einfachsten mit Sicherheit durch Betreiben des Senders mit Anodenwechselspannung erreichen läßt, führt zum Ziel. Es entsteht dann kein reiner Überlagerungston mehr. Der Sender hört sich ähnlich an wie ein Löschfunkensender.

Dieser experimentelle Befund läßt vermuten, daß ein „übermodulierter" Sender überhaupt keine modulierte Hochfrequenz aussendet. Im folgenden sollen die hier auftretenden Verhältnisse etwas näher erläutert werden.

Unter einer modulierten Hochfrequenzschwingung verstehen wir eine solche, deren Amplitude im Takte einer vorgegebenen Niederfrequenz schwankt (Fig. 1).

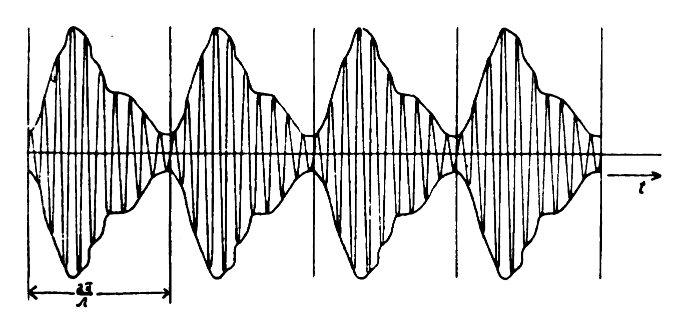


Fig. 1.

Sie ist mathematisch durch die Formel

$$f(t) = A\left(1 + \sum_{n=1}^{\infty} k_n \sin(n\Omega t + \alpha_n)\right) \sin(\omega t + \varphi) \quad (1)$$

darstellbar. Hierin ist $\frac{\omega}{2\pi}$ die Hochfrequenz, $\frac{\Omega}{2\pi}$ die Grundperiode der Niederfrequenz und k_n der Modulationsgrad der $n$ten niederfrequenten Oberschwingung. Die α_n und φ sind Konstante. Eine Schwingung von der Form (1) läßt sich bekanntlich spektral zerlegen in die Trägerfrequenz $\frac{\omega}{2\pi}$ und die Seitenlinien

$$\frac{\omega + \Omega}{2\pi}, \quad \frac{\omega - \Omega}{2\pi}$$

$$\frac{\omega + 2\Omega}{2\pi}, \quad \frac{\omega - 2\Omega}{2\pi} \quad \text{usw.}$$

Bei der von einem Sender gelieferten Schwingung kann k_n nie größer als 1 sein. (Will man eine modulierte Hochfrequenz ausstrahlen, bei der $k_n > 1$ ist, so muß man die Trägerwelle künstlich unterdrücken.) Moduliert man nun den Sender soweit aus, daß die Minima der Amplitude seiner Hochfrequenzschwingung auf endliche Zeit Null sind (Fig. 2), so kann man es erreichen, daß die hochfrequente

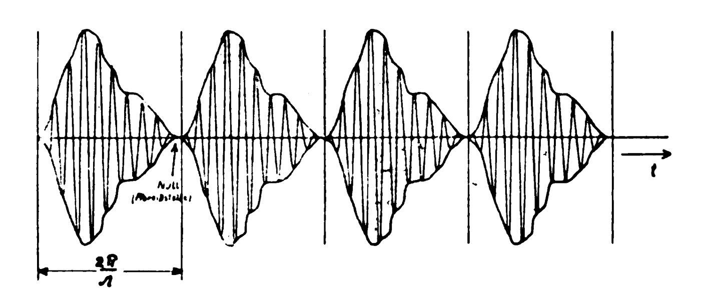


Fig. 2.

Schwingung abbricht und der Sender bei Beginn der neuen Niederfrequenzperiode wieder von neuem anschwingen muß. Dies ist aber dann physikalisch ein anderer Vorgang als die modulierte Schwingung. Er kann nicht mehr durch einen Ausdruck von der Form (1) mit $\varphi = \text{const}$ dargestellt werden.

Zwischen beiden Vorgängen gibt es keinen kontinuierlichen Übergang.

Da der Sender beim Beginn jeder neuen Grundperiode neu anschwingen muß, so ist für die Zeitaugenblicke

$$t_\nu = \nu \frac{2\pi}{\Omega} \quad (\nu = 1, 2, \ldots)$$

die Phase bestimmt durch

$$\omega t_\nu + \varphi_\nu = 0$$

Da die Phase φ während der Dauer einer Grundperiode der Niederfrequenz konstant bleibt, wenn der Sender, wie wir voraussetzen wollen, innerhalb der Grundperiode nicht mehr abreißt, so läßt sie sich als Funktion der Zeit durch die Formel

$$\underset{\nu T < t < (\nu+1) T}{\varphi(t)} = -2\pi\nu \frac{\omega}{\Omega}$$

darstellen, wo $T = \frac{2\pi}{\Omega}$ die Periodendauer der Niedergrundfrequenz ist.

Da Vielfache von 2π in der Phase für die Rechnung unwesentlich sind, führen wir

$$\underset{\nu T < t < (\nu+1) T}{\varphi(t)} = -2\pi\left(\nu \frac{\omega}{\Omega} - \left[\nu \frac{\omega}{\Omega}\right]\right) \quad (2)$$

ein. Dabei bedeute das Symbol $[x]$ die größte ganze Zahl in x.

Ein derart übersteuerter Sender liefert also, wenn man die Anschwingzeit des Senders als sehr klein vernachlässigt, eine Schwingung von der Form

$$g(t) = A\left(1 + \sum_{n=1}^{\infty} k_n \sin(n\Omega t + \alpha_n)\right) \cdot \sin(\omega t + \varphi(t)) \quad (3)$$

Der Vorgang ist von dem durch Formel (1) dargestellten prinzipiell verschieden, wenn nicht $\frac{\omega}{\Omega}$ eine ganze Zahl ist. Das Eintreten dieses Sonderfalles ist aber sehr unwahrscheinlich. Auf keinen Fall wird sich in praxi dieser Ausnahmezustand ohne besondere Steuermaßnahmen auf eine längere Zeit hin halten, so daß wir ihn aus unseren Betrachtungen ausschließen können.

Der Vorgang (3) läßt sich nicht spektral wie (1) zerlegen. Er ist im allgemeinen, wenn nicht $\frac{\omega}{\Omega}$ rational ist, unperiodisch. Physikalisch hat er Ähnlichkeit mit der von einem Löschfunkensender gelieferten Schwingungsform. In diesem Umstand liegt seine vorteilhafte Verwendung beim Arbeiten mit kurzen Wellen.

Beim Empfang mit reiner Gleichrichtung läßt sich nicht feststellen, ob der Sender abreißt oder nicht. Quadriert man nämlich den Ausdruck (3), so tritt in den entstehenden niederfrequenten Gliedern

$$A^2 k_n \sin(n\Omega t + \alpha_n) \quad \text{und} \quad \frac{A^2 k_n^2}{4} \cos(2 n \Omega t + 2\alpha_n)$$

die Phase $\varphi(t)$ gar nicht auf.

Anders ist es beim Überlagerungsempfang. Der Ausdruck (3) lautet aufgelöst

$$g(t) = A \sin(\omega t + \varphi(t)) + \frac{A}{2}\sum_{n=1}^{\infty} k_n \cos\left(\overline{\omega - n\Omega}\, t - \alpha_n + \varphi(t)\right) - \frac{A}{2}\sum_{n=1}^{\infty} k_n \cos\left(\overline{\omega + n\Omega}\, t + \alpha_n + \varphi(t)\right)$$

Betrachte ich die Überlagerung irgendeines Gliedes dieses Ausdrucks mit einer Hochfrequenz $\frac{\sigma}{2\pi}$, so entsteht ein Ausdruck von der Form

$$h(t) = H \sin(\eta t + \gamma + \varphi(t)) + B \sin(\sigma t + \delta) \qquad (4)$$

wo $\gamma = \text{const}$ und $\delta = \text{const}$ ist.

Nach Gleichrichtung [Quadrieren des Ausdrucks (4)] liefert diese Schwingung das niederfrequente Glied

$$H B \cos(\overline{\eta - \sigma}\, t + \gamma - \delta + \varphi(t)).$$

Ein Überlagerungston (Kurve a in Fig. 3) bildet sich also nicht aus. Es entsteht ein niederfrequentes Geräusch (Kurve b in Fig. 3).

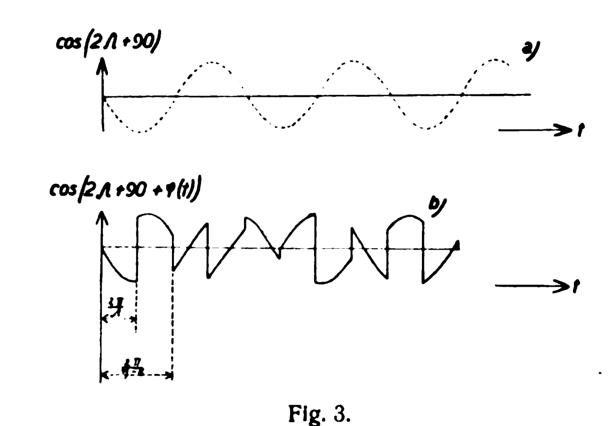


Fig. 3.

In Fig. 3 ist als Beispiel der einfache Fall

$$\eta - \sigma = 2\Omega$$

$$\frac{\omega}{\Omega} = \text{ganze Zahl} + 0{,}3$$

$$\gamma - \delta = \frac{\pi}{2}$$

gezeichnet.

Zusammenfassung.

Ein abreißender modulierter ungedämpfter Sender liefert im allgemeinen keine modulierte Hochfrequenzschwingung. Der Schwebungsempfang des entstehenden komplizierten Schwingungsvorgangs ergibt keinen Überlagerungston, sondern ein Geräusch.

Eine neue Methode zur Messung des Dämpfungswiderstandes von Schwingungskreisen.

Von **L. Stürmer**, Reval.

Einleitung.

In der praktischen Radiotechnik spielt die Messung des Dämpfungswiderstandes eine bedeutende Rolle. In der Praxis gibt es verschiedene Methoden der Messung, die es erlauben, den Widerstand eines Kreises schnell und ziemlich genau zu bestimmen. Alle diese Methoden verlangen jedoch eine bedeutende Energie (mindestens 5—10 Watt). Im Falle, daß man nur Stromquellen kleiner Leistung zur Verfügung hat, gibt die Messung sehr fehlerhafte Resultate, da der Dämpfungsbeitrag zum auszumessenden Kreis durch Einschaltung des Indikators sehr bedeutend sein kann. Ebenfalls wenn die zur Verfügung stehende Energie zu klein ist, um genügend lose Kopplung mit der Stromquelle zu verwenden, entstehen andere Unrichtigkeiten, die das Resultat fälschen. Im folgenden geben wir eine Methode zur Messung des Dämpfungswiderstandes an, die keine bedeutende Energie verlangt und praktisch nicht von der Kopplung abhängt.

Meßanordnung.

Das Schaltschema ist dargestellt auf Fig. 1. $C_1 L_1$ stellt den Hilfsschwingungskreis vor, welcher nach der Dreipunktschaltung von der Verstärkerröhre R erregt wird.

Mit $C_1 L_1$ ist verbunden eine Kopplungsschleife L_0. Mit Hilfe des Umschalters U können wir in Reihe mit L_0 einschalten:

1. in Stellung 1 den auszumessenden Kreis $L_2 C_2$,
2. in Stellung 2 einen Vergleichswiderstand R_r.

Die Kopplung von L_0 mit dem Hilfskreis ist so stark, daß eine Rückwirkung auf den Kreis $L_1 C_1$ ganz klar zu merken ist.

Als Indikator dient der Galvanometer G in dem Gitterkreis der Röhre.

Zur Messung stellen wir den Umschalter in die Stellung 1 und suchen die Resonanz zwischen den Kreisen $C_1 L_1$ und $C_2 L_2$. Der Resonanzfall zeichnet sich aus durch eine

Schwächung des Schwingungsstroms in $L_1 C_1$, was eine Senkung des Gitterstroms im Galvanometer hervorruft.

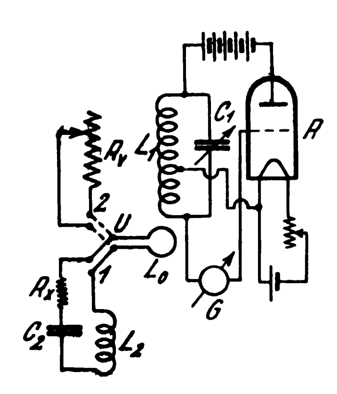


Fig. 1.

Die Rückwirkung von $L_2 C_2$ auf $C_1 L_1$ müssen wir betrachten als Widerstandserhöhung in $C_1 L_1$, die sich ausdrückt durch die Größe des Übertragungswiderstandes $R_{ü}$.

Nach bekannter Formel ist die Größe des Übertragungswiderstandes

$$R_{ü_1} = \frac{\omega^2 M^2}{R_x}$$

wo $\omega = 2\pi n$ — Kreisfrequenz, M — die gegenseitige Induktion zwischen L_1 und L_0, und R_x — der unbekannte Widerstand des auszumessenden Kreises.

In der Stellung 2 ändert sich der Galvanometerausschlag, da die Größe des Übertragungswiderstandes im $L_1 C_1$ nicht mehr $R_{ü_1}$ ist, sondern eine durch die Formel für den aperiodischen Kreis bestimmte

$$R_{ü_2} = \frac{\omega^2 M^2}{\omega^2 L_0^2 + R_c^2} \cdot R_c$$

wo L_0 die Selbstinduktion der Kopplungsspule und R_c — Vergleichswiderstand sind.

Suchen wir die Größe des Vergleichswiderstandes so aus, daß bei beiden Stellungen des Umschalters der Ausschlag des Galvanometers unverändert bleibt — so haben wir:

$$R_{ü_1} = R_{ü_2}.$$

Annehmend, daß $\omega_2 L_0^2$ genügend klein im Vergleich mit R_c^2 ist, bekommen wir:

$$\frac{\omega^2 M^2}{R_x} = \frac{\omega^2 M^2}{R_c}$$

woraus folgt:

$$R_x = R_c$$

also — der gesuchte Widerstand ist gleich dem Vergleichswiderstande.

Prüfung der Methode.

In der Praxis zeigen sich verschiedene Fehlerquellen, deren relativen Einfluß und Art, sie zu vermeiden, wir weiter angeben.

Aus der Formel für den Übertragungswiderstand im Hilfskreis (Stellung 2 des Umschalters):

$$R_{ü_2} = \frac{\omega^2 M^2}{\omega^2 L_0^2 + R_c^2} \cdot R_c$$

sehen wir, daß bei konstantem ω, M und L_0 und veränderlichem Vergleichswiderstand R_c, $R_{ü_2}$ ein Maximum bei $\omega L_0 = R_c$ besitzt. Die Kurve der Änderung von $R_{ü_2}$ ist dargestellt auf Fig. 2.

Die Größe von R_v, bei welcher das Maximum von $R_{ü_2}$ beobachtet wird, nenen wir „die kritische Größe" $= R_{krit}$. Diese kritische Größe hängt von der Selbstinduktion L_0 und von ω ab, und kann leicht aus der Gleichung

$$R_{krit} = \omega L_0$$

ausgerechnet werden.

Praktisch liegt die Größe von L_0 in den Grenzen von 150—200 cm, so zum Beispiel bei $\lambda = 600$ m und $L_0 = 200$ cm $= 2 \cdot 10^{-7}$ Henry, haben wir:

$$R_{krit} = 2\pi n \,.\, 2 \,.\, 10^{-7} = 2\pi \,.\, 500000 \,.\, 2 \,.\, 10^{-7} =$$
$$= \text{ca } 0{,}628\ \Omega.$$

Wenn die Messung in der Nähe der kritischen Größe ausgeführt wird, machen wir einen bedeutenden Fehler, wenn wir $\omega_2 L_0^2$ vernachlässigen. Entfernt sich R_x von der kritischen Größe, so fallen die relativen Fehler schnell (der relative Fehler in % ist ungefähr gleich dem Quadrat der Beziehung $\frac{\omega L_0}{R_x}$).

Bei $L_0 = 200$ cm und $\lambda = 600$ m und bei einer gewünschten Genauigkeit von 1% können wir Widerstände angefangen von 6,2 Ohm und größer messen (% des Fehlers $= \frac{0{,}62^2}{6{,}2^2} = 1\%$).

Bei langen Wellen ist der relative Fehler ganz unbedeutend, schwankend in ‰ (wobei angenommen wird, daß der Gesamtwiderstand des Schwingungskreises im Mittel 10 Ω und größer ist, entsprechend einem mittleren Antennenwiderstand).

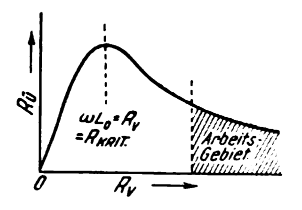


Fig. 2.

Die zweite Fehlerquelle liegt in der Veränderung der wirksamen Selbstinduktion L_0. Mit L_1 gekoppelt, bleibt sie nicht vollkommen konstant, sondern vergrößert sich mit der Vergrößerung der Kopplung und vergrößert damit die Größe des kritischen Widerstandes.

Im Falle, daß die Messung nicht in der Nähe von R_{krit} durchgeführt wird, hat die Vergrößerung von L_0 (also auch die Kopplung) keinen bedeutenden Einfluß.

Meßergebnisse.

Die Größe des kritischen Widerstandes kann leicht gemessen werden, indem man das Minimum des Stromes im G bei der Veränderung des Vergleichswiderstandes beobachtet. Gemessene Werte von R_{krit} sind immer größer als theoretisch berechnete, da nicht nur die Kopplungsspule L_0 sondern auch die übrigen Teile der Schaltung eine gewisse Selbstinduktion und Kapazität besitzen. Die Größe R_{krit} erwies sich durchschnittlich:

1. Für gewöhnliche Bifilarwiderstände . . . . 8—10 Ω bei $\lambda = 1000$ m
2. Wechselstrombrücke Siemens & Halske . . . . ca. 3 Ω bei $\lambda = 1000$ m
3. Spezial vorbereitete Widerstände aus kurzen Drähten ($d = 0{,}1$ m/m) . . . . . . ca. 0,8 Ω bei $\lambda = 1000$ m
4. Kreuzwiderstände . . . . . ca. 1,8 Ω bei $\lambda = 1000$ m

Als L_0 wurde benutzt ein Drahtkreis von 4 cm Durchmesser, dessen Selbstinduktion, berechnet nach der Formel[1]), 73 cm $= 73 \cdot 10^{-9}$ Henry betrug. Die theoretische Größe von R_{krit} war ca. 0,14 Ω.

Im Kreis, der aus einer Spule und einem variablen Kondensator bestand, wurden der Reihe nach die Widerstände 5, 10 und 15 Ω eingeschaltet, wonach jedesmal der Kreiswiderstand gemessen wurde. Die Resultate sind in der folgenden Tabelle aufgeführt:

Zugeschalteter Widerstand	0	5 Ω	10 Ω	15 Ω
Erste Messung	6,22	11,1	16,2	21,1
Zweite "	6,3	11,15	16,25	21,2
Dritte "	6,27	11,15	16,2	21,2
Durchschnitt	6,26	11,13	16,22	21,16
Kreiswiderstand	6,26	6,13	6,22	6,16
Kopplung	lose	Mittel		fest

[1]) H. Rein, Radiotelegraphisches Praktikum, S. 127.

Die Genauigkeit, mit welcher man die Messungen ausführen kann, hängt vom Galvanometer ab. Bei dem verwandten Galvanometer ($1^\circ = 1 \cdot 10^{-6}$ amp) kann man gut den Unterschied in 0,1 Ω feststellen (R_x im Durchschnitt ca. 15—20 Ω); der Unterschied von 0,05 Ω ist nicht immer bemerkbar.

Zusammenfassung.

1. Die beschriebene Methode ist unter praktischen Bedingungen anzuwenden für Messungen von Antennen- und Schwingungskreiswiderständen größer als 3—8 Ω bei kurzen Wellen (300—1000 m), und größer als 3—5 Ω bei langen Wellen (über 1000 m).
2. Mittlere Genauigkeit je nach Größe des gesuchten Widerstandes R_x : 1—5%.
3. Die Methode verlangt nur geringe Energie zur Messung.
4. Die Kopplung mit dem Hilfskreis beeinflußt praktisch nicht die Größe des zu erhaltenden Resultats.
5. Für die Messung kann man einen jeglichen Röhrenwellenmesser mit Selbsterregung anpassen.

(Eingegangen am 26. Februar 1927.)

Eine praktische Fassung für Piezo-Quarzplatten.

Von **Viktor Gabel**, Leningrad.

Quarz-Kristalle als Frequenznormale haben in letzter Zeit bekanntlich eine große Verbreitung, besonders in den Fällen, wo eine möglichst große Konstanz der Schwingungen erwünscht ist, gefunden.

Leider hängt die Frequenz einer Quarzplatte von der Breite des Luftspaltes zwischen der Quarzoberfläche und den Elektroden ab und zwar, wie sorgfältige Untersuchungen von D. W. Dye[1]) ergaben, ist dieser Einfluß desto bedeutender, je kleiner der Luftspalt ist. Außerdem übt die assymetrische Stellung der Quarzplatte zwischen den Elektroden einen gewissen Einfluß aus. Diese Erscheinung wirkt besonders störend beim Gebrauch des Quarzes als Schwingungserzeuger, weil in diesem Falle der Elektrodenabstand klein gemacht werden muß.

In den Fällen wo eine sehr große Konstanz der Schwingungen erwünscht ist (z. B. für Meßzwecke) muß die Quarzplatte besonders sorgfältig eingefaßt werden, um den Einfluß der Erschütterungen, Temperaturschwankungen u. dergl. auszuschließen. Das führt zu komplizierten und teuren Konstruktionen.

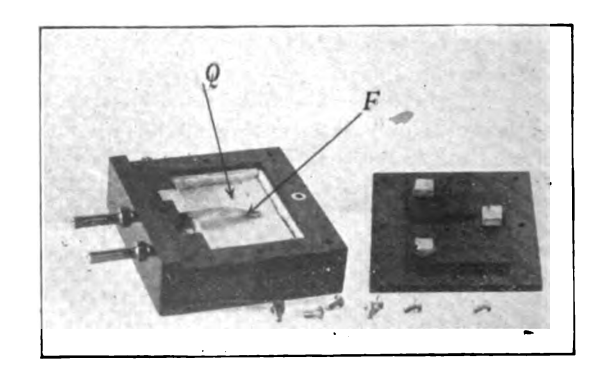
Aus diesen Gründen lag der Gedanke nahe, einen Versuch den Luftspalt ganz auszuschalten zu machen und zwar dadurch, daß die betreffenden, gegenüberliegenden Oberflächen des Quarzes mit einer dünnen Metallschicht überzogen wurden.

Nach mehreren Versuchen kam ich zu folgendem Verfahren: zuerst wurde die Platte chemisch versilbert und dann elektrolytisch verkupfert— letzteres lediglich zu dem Zwecke, um die Silberschicht vor chemischen und mechanischen Verletzungen zu schützen. Die Versilberung kann nach jedem beliebigen Verfahren, das eine festanhaftende Schicht liefert, erfolgen.

Gute Resultate bekam ich mit dem von Brashear vorgeschlagenen Verfahren.[2]) Um eine festanhaftende Silberschicht zu bekommen, wird die Kristalloberfläche zweckmäßig mit feinem Schmirgel mattiert. Die versilberte Quarzplatte wird in destilliertem Wasser mit einem Wattebausch tüchtig gereinigt und kommt, noch naß, in ein Kupferbad. Dieses besteht aus einer 20% Kupfervitriollösung, welche mit Schwefelsäure (etwa 15 cm^3 Akkumulatorensäure 22° Bé auf je 100 cm^3 Lösung) angesäuert ist.

[1]) Proc. Phys. Soc. Lond. **38**, S. 399, 1926.
[2]) Zeitschr. f. Instrumentenkunde **15**, S. 22, 1895.

Die Anode besteht aus einem Kupferbande, das in Form eines Zylinders gebogen ist, in dessen Zentrum der zu verkupfernde Kristall auf einer kleinen Kupferplatte hochkant gestellt wird. Die Stromstärke beträgt bei mittelgroßen Kristallen (etwa $25 \times 24 \times 4$ mm) etwa 1 Amp., jedenfalls muß sie so einreguliert sein, daß gerade keine Wasserstoffblasen sich am Quarz bilden. In etwa 20—25 Sekunden überzieht sich die Platte gleichförmig an allen Seiten mit einer hinreichend starken, elastischen und feinkörnigen Kupferschicht. Die Platte muß sofort in reinem Wasser gespült und getrocknet werden. Die an den Kanten überflüssige Metallschicht wird mit feinem Schmirgel abgeschliffen. In Fällen, wo das Abschleifen nicht zulässig ist (z. B. wenn die Quarzplatte für eine bestimmte Frequenz schon geschliffen ist), können die Kanten mit einer sie vor Versilberung schützenden Kautschuckschicht, welche später leicht entfernt werden kann, überzogen werden.



Die verkupferte Quarzplatte Q wird (siehe Fig.) in einem Rahmen aus Hartgummi oder dergl., der von beiden Seiten



mit Deckeln versehen ist, eingefaßt. Sowohl der Rahmen, als auch die beiden Deckel werden zweckmäßig inwendig mit einer Filz- oder Korkschicht gepolstert.

Als Zuleitungen dienen zwei dünne und elastische Messingfedern F, welche unter leichtem Druck die verkupferten Quarzoberflächen berühren. Die Federn ihrerseits sind in leitender Verbindung mit zwei Steckern, die an einer Seite des Rahmens befestigt sind. Bei einer derartigen Fassung sind die Metallmassen auf ein Minimum beschränkt, was in einigen Fällen vorteilhaft ist.

Das geschilderte Verfahren ist von mir mit Erfolg an mehreren Quarzen, die als Schwingungserzeuger dienten, erprobt worden, wobei sowohl Quer- als auch Längsschwingungen beobachtet wurden. Allerdings müssen dazu gute, leicht anschwingende Kristalle gewählt werden, dagegen sprechen als Resonatoren sämtliche von mir metallisierte Kristalle an.

Nach mehrmonatlichem Gebrauch von metallisierten Quarzplatten, wovon eine absichtlich erheblichen Temperaturschwankungen ausgesetzt und dabei mehrere Tage fast ununterbrochen durch eine Verstärkerröhre in schwingendem Zustand erhalten wurde, konnte ich bei keiner Platte ein Ablösen der Metallschicht feststellen. Übrigens läßt sich eine schadhaft gewordene Metallschicht mit Salpetersäure abätzen und die Platte von neuem behandeln. Die Eigenfrequenz des Kristalls bleibt dabei dieselbe, insofern die Oberfläche der Elektroden unverändert bleibt. Sollte die eine oder die andere Quarzplatte wegen zu dicker Metallschicht als Schwingungserzeuger versagen, so läßt sich das Übel oft dadurch beheben, daß die Platte von neuem behandelt wird. Die Zeitdauer der Versilberung bzw. der Verkupferung muß entsprechend gekürzt werden.

Zum Schluß sei noch bemerkt, daß das Dämpfungsdekrement der verkupferten Platten voraussichtlich vergrößert sein muß, jedoch konnte ich bis jetzt entsprechende Messungen aus technischen Gründen nicht vornehmen.

Zusammenfassung.

Eine einfache Fassung für Piezo-Quarzplatten läßt sich dadurch erreichen, daß die Platte zuerst chemisch versilbert, dann elektrolytisch verkupfert wird. So behandelte Platten können in einem Gehäuse aus beliebigem Isolierstoff sehr einfach und unter geringster Verwendung von Metallteilen montiert werden.

(Eingegangen am 17. März 1927.)

Referate.

Martin Wald. Bestimmung der Impedanz eines Zweipols und Herleitung einer Rekursionsformel für die Unendlichkeitsstellen derselben. (Archiv für Elektrotechnik **17**, S. 455—465, 1926, Heft 5.

Der Verfasser behandelt die in den Fig. 1 und 2 dargestellten Stromkreise. Diese Kreise finden bekanntlich u. a. in der Hochfrequenzmaschine von Goldschmidt

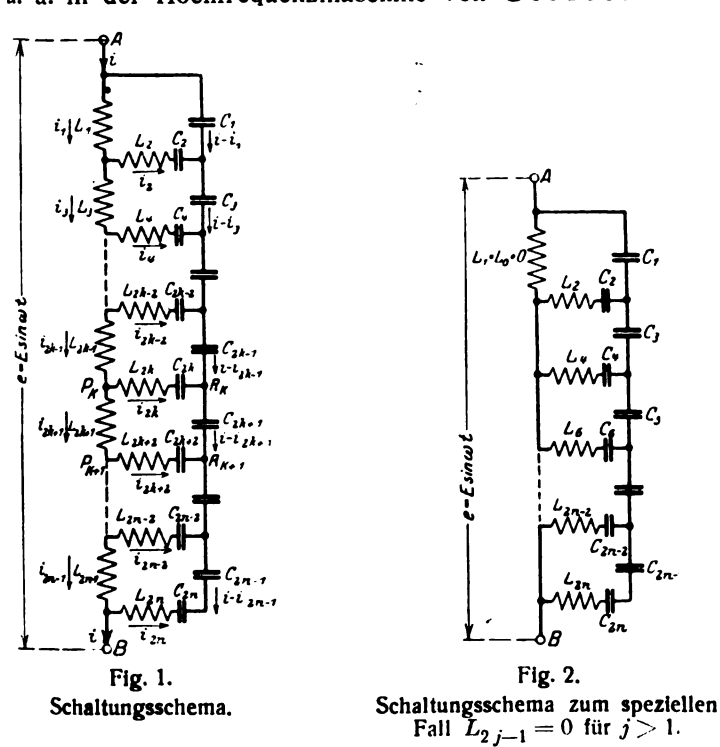


Fig. 1. Schaltungsschema.

Fig. 2. Schaltungsschema zum speziellen Fall $L_{2j-1} = 0$ für $j > 1$.

Anwendung. Es wird einerseits der Scheinwiderstand dieser Kreise bei Vernachlässigung der Ohmschen Widerstände ermittelt, andererseits für die Unendlichkeitsstellen eine Rekursionsformel abgeleitet, d. h. jene Frequenzen aufgesucht, für welche das System undurchlässig ist. Es wird aus den beiden Kirchhoffschen Gesetzen ausgegangen, die ein System von linearen Differentialgleichungen liefern. Die stationäre Lösung dieser Differentialgleichungen ergibt den gesuchten Scheinwiderstand in der Form eines Quotienten zweier Determinanten: $Z = U/D$, wo U eine ganze rationale Funktion $(n+1)$-ten Grades und D eine ganze rationale Funktion n-ten Grades in ω^2 ist.

Die Unendlichkeitstellen ergeben sich als die Wurzeln der Gleichung $D = O$. Diese Determinante wird einer genaueren Untersuchung unterzogen, die schließlich zu den verhältnismäßig einfachen Rekursionsformeln sowohl in dem allgemeinen Fall der Fig. 1 wie auch in dem speziellen Fall der Fig. 2 führt; im Falle der Fig. 2 erfährt die für den allgemeinen Fall gültige Formel eine bedeutende Vereinfachung.

Kurz zusammengefaßt läßt sich folgendes sagen: Bezeichnet man mit $\omega_1 - \omega_2$ die gesuchten Unendlichkeitsstellen, mit L_r und C_s die aus den Figuren ersichtlichen Selbstinduktionen und Kapazitäten, wo r und s laufende Indices sind, und wenn ferner die Beziehung

$$\omega_k^2 C_{2k} L_{2k} = 1 \tag{1}$$

gilt (d. h. die k-te Brücke sei auf ω_k abgestimmt), dann ergeben sich folgende Gleichungen:

a) für die Schaltung in Fig. 1

$$\left.\begin{aligned}\omega_j^2 = \omega_{j-1}^2 - \Big(\omega_{j-1}^2 L_{2j-1} \\ - \frac{1}{C_{2j-1}}\Big) \frac{1}{L_{2j-2} + L_{2j-1} - \frac{\alpha_{j-2}}{\alpha_{j-1}} L_{2j-2}^2}\end{aligned}\right\} \tag{2}$$

wo α_j sich aus der Formel ergibt

$$\alpha_j = (L_{2j-2} + L_{2j-1} + L_{2j})\,\alpha_{j-1} - L_{2j-2}^2\,\alpha_{j-2}$$

b) für den speziellen Fall der Fig. 2, wo L_{2j-1} für $j>1$ gleich Null ist, gilt die Gleichung

$$\omega_j^2 = \omega_{j-1}^2 + \frac{1}{C_{2j-1}} \sum_{k=0}^{j-1} \frac{1}{L_{2k}} \qquad (3)$$

Die Formel (2) und (3) stellen Rekursionsformeln in den beiden Fällen für die gesuchten Unendlichkeitsstellen dar. In Gleichung (2) kann man mittels der Beziehung (1) statt L die Kapazität C einführen und erhält dann die Gleichung

$$\omega_j^2 = \omega_{j-1}^2 + \frac{1}{C_{2j-1}} [C_1\,\omega_1^2 + C_2\,\omega_1^2 + C_4\,\omega_2^2 + \ldots + C_{2j-2}\,\omega_{j-1}^2] \qquad (2a)$$

Sind die Unendlichkeitsstellen $\omega_1 - \omega_n$ vorgegeben, so kann man mittels der obigen Beziehungen die Kapazitäten und Selbstinduktionen errechnen.

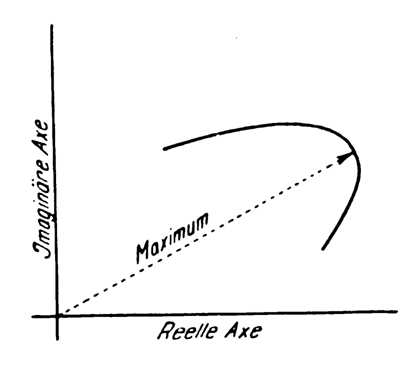
In einem anschließenden Nachtrag zeigt der Verfasser, daß in der letzten Brücke $L_{2n}\,C_{2n}$ der selektive Kurzschluß durch einen Ohmschen ersetzt werden kann, ohne daß dadurch die Unendlichkeitsstellen sich irgendwie ändern sollten. E. Mittelmann.

W. van B. Roberts. (Radio Corporation of America.) Erfüllung der Maximumbedingung bei Berechnung von Stromkreisen. (A method for maximisation in circuit calculation.) Proc. Inst. Radio Eng. **14,** 689—693, 1926.

Die Aufgabe, um die es sich handelt, ist die folgende:

Gegeben sei irgend ein System von Stromkreisen, auf deren einen eine ungedämpfte *EMK* wirkt. Eine der Größen dieser Stromkeise sei veränderlich, z. B. die Koppelung zwischen zweien der Stromkreise oder die Kapazität in einem derselben. Gesucht ist diejenige Einstellung der veränderlichen Größe, durch die eine Maximumbedingung erfüllt wird, z. B. die Amplitude J des Stroms in irgend einem der Kreise ein Maximum wird. Mathematisch ist die Aufgabe also: es soll die Amplitude J ein Maximum werden, wenn $i = f\,(Z, Z_1, Z_2, Z_3 \ldots)$ und Z die veränderliche Größe, Z_1, Z_2 usw. die unveränderlichen Impedanzen bzw. wechselseitigen Induktionskoeffizienten usw. der Stromkreise bedeuten, wobei alle diese Größen im allgemeinen komplex sind.

Die nächstliegende Methode zur Lösung dieser Aufgabe ist natürlich die, daß man in $i = f\,(Z, Z_1, Z_2, Z_3 \ldots)$ den reellen Wert und imaginären Teil abspaltet, daraus die Amplitude $J = F\,(Z, Z_1, Z_2 \ldots)$ berechnet und aus $\frac{dF}{dZ} = 0$ den Wert von Z ermittelt. Diese Methode kann aber schon



bei verhältnismäßig einfachen Aufgaben umständlich und unübersichtlich werden.

Zu einer einfacheren Methode führt folgende Überlegung. Trägt man die Werte von i, die den verschiedenen Werten von Z entsprechen, in die komplexe Ebene ein, so erhält man eine Kurve (Fig. 1). Derjenige Wert von Z, der die Amplitude (den Absolutwert) von J zu einem Maximum macht, ist dadurch ausgezeichnet, daß der Vektor von J senkrecht zur Kurve steht, d. h. der Vektor $f'\,(Z)\,dZ$ muß senkrecht zum Vektor $i = f\,(Z)$ sein.

Nun ist es in praktischen Fällen meist so, daß die Änderung von Z entweder rein reell ist (z. B. dZ = Änderung eines Widerstands), oder rein imaginär (z. B. dZ = Änderung einer Kapazität oder einer induktiven oder kapazitiven Kopplung). Dann ergibt sich die Bedingung: $f'\,(Z)$ muß $\perp f\,(Z)$ sein, wenn dZ reell ist, $f'\,(Z)$ muß parallel zu $f\,(Z)$ sein, wenn dZ imaginär ist oder: der reelle Teil von $f\,(Z)/f'\,(Z)$ muß null sein, wenn dZ reell ist, der imaginäre Teil von $f\,(Z)/f'\,(Z)$ muß null sein, wenn dZ imaginär ist.

Der Verfasser zeigt an zwei Beispielen die Brauchbarkeit der Methode. J. Zenneck.

E. H. Loftin und **S. Y. White.** Kombinierte elektromagnetische und elektrostatische Koppelung und Anwendungen dieser Kombination. (Combined electromagnetic and electrostatic coupling and some uses of the combination.) Proc. Inst. Radio Eng. **14,** 605—611, 1926.

Da bei Steigerung der Frequenz die Energieübertragung durch induktive (elektromagnetische) Koppelung zunimmt, diejenige durch kapazitive („elektrostatische") Koppelung abnimmt, so kann durch eine Kombination der beiden Koppelungsarten erreicht werden, daß die Energieübertragung in einem gewissen Frequenzbereich praktisch konstant bleibt. Eine Schaltung dieser Art zeigt Fig. 1, in der der Anodenkreis $C_3\,L_1$ der ersten Röhre mit dem Gitterkreis $C_1\,C_2\,L_2$ der zweiten induktiv durch die Spulen $L_1\,L_2$

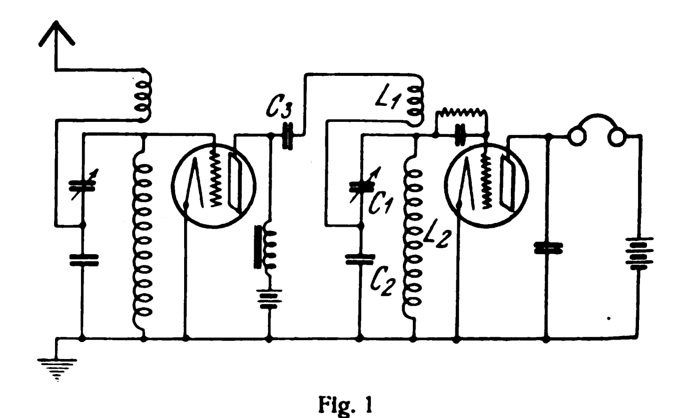


Fig. 1

Fig. 2

kapazitiv durch den Kondensator C_2 gekoppelt ist und bei der der Windungssinn so gewählt ist, daß die Wirkung der beiden Koppelungen sich addiert. Die Stärke der kapazitiven Koppelung kann durch Änderung der Kapazität C_1 geregelt werden. Der Kondensator C_3 hat den Zweck, die Reaktanz des Anodenkreises $C_3 L_1$ kapazitiv zu halten, um damit einer unerwünschten Rückkoppelung der Kreise der ersten Röhre durch die Kapazität dieser Röhre oder durch die Streuung der Spulen entgegenzuarbeiten.

In Fig. 2 ist die kombinierte Koppelung angewandt auf eine rückgekoppelte Detektoranordnung. Sie gestattet dort für einen ziemlich großen Frequenzbereich die Schaltung entweder als Empfänger mit Dämpfungsverminderung oder als Schwingaudion zu verwenden und die Stärke der Rückkoppelung durch den Widerstand R zu regeln. J. Zenneck.

E. Takagishi, K. Hatakeyama und Sh. Kawazoe. Eine einfache Methode zur Eichung eines Wellenmessers mittels stehender Wellen auf einem Paralleldrahtsystem. (A simplified method of calibration of a wavemeter by standing waves on parallel wires.) Res. Elektrot. Lab. Tokyo, Nr. 177, 1926.

Die von den Verfassern angegebene Methode der Eichung eines Wellenmessers mittels eines Lecher schen Drahtsystems hat den Vorzug, nur einen sehr schwachen Oszillator und ein in dem Oszillator eingeschaltetes Gleichstrominstrument als Indikator zu benötigen. Hierdurch wird es ermöglicht mit einfachsten Mitteln auszukommen und sich insbesondere bei Messung langer Wellen unabhängig vom Raum des Laboratoriums zu machen. Für den Betrieb des Senders genügen Trockenbatterien.

Die Meßanordnung ist in der Fig. 1 skizziert. Das Drahtsystem wird im allgemeinen als geschlossenes System verwandt, es ist also am Anfang bei $A A'$ überbrückt. Für einen Teil der Untersuchungen wird es auch bei $A A'$ geöffnet. Das System wird zur Festlegung einer beliebigen gewünschten Wellenlänge durch eine Brücke $B B'$ fest überbrückt. Die der Entfernung $A B$ bzw. $A' B'$ entsprechende Wellenlänge ist berechenbar, wie später gezeigt werden soll.

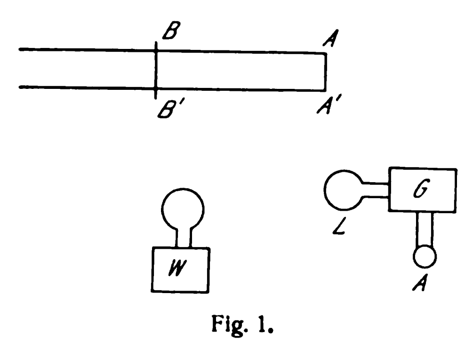


Fig. 1.

Mit diesem Drahtsystem ist der kleine, energieschwache Sender G mittels der Schleife L sehr lose gekoppelt, in seinem Anodenkreis liegt das Gleichstrominstrument A. Die Senderfrequenz wird so lange geändert, bis Resonanz zwischen ihr und einer der Eigenfrequenzen des Systemes $A B B' A'$ eintritt. Dies wird daran erkannt, daß der Ausschlag des Gleichstrominstrumentes plötzlich steigt oder fällt. Durch Änderung der Koppelung ist dafür zu sorgen, daß diese Änderung zwar genau erkennbar, aber nicht zu stark ist. Mit diesem so durch das Drahtsystem geeichten Sender wird der Wellenmesser W lose gekoppelt, die Resonanz von $A B B' A'$ ist durch Verschiebung von $B B'$ zuvor gestört worden. Durch Änderung der Koppelung zwischen ihm und dem Sender ist bei Abstimmung darauf zu achten, daß die im Resonanzfalle eintretende Energieentziehung im Gleichstrominstrument A dieselbe Ausschlagsänderung hervorbringt, wie sie bei Abstimmung vom Sender auf das Lechersystem eintrat. Die zu der betreffenden Wellenmesser-Einstellung gehörige Wellenlänge ist nun der Größe von $A B$ bzw. $A' B'$ entsprechend.

Für das geschlossene Drahtsystem gilt, wenn man mit L die Länge von $A B$ bzw. $A' B'$ bezeichnet.

$$\lambda = 2(L + L') \qquad (1)$$

wenn das System mit seiner Grundwelle erregt wird, oder

$$\lambda = \frac{2}{n}(L + L'), \qquad (2)$$

wenn das System in der $n$ten Oberschwingung schwingt. L' bezeichnet dabei einen unbekannten Einfluß, der hauptsächlich von den Brücken $A A'$ und $B B'$ bestimmt wird. Die Verfasser finden nun experimentell, daß für ihren Wellenbereich von etwa 20 m aufwärts die Größe L' gleich Null zu setzen ist.

Infolge des Unterschiedes zwischen der Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Wellen auf den Drähten gegenüber der im Vakuum, ist eine Korrektion nötig. Es ist für die wirkliche Wellenlänge zu setzen:

$$\lambda_0 = \lambda(1 + \varDelta). \qquad (3)$$

Die Größe $\varDelta$ ist von A. Hund (Proc. Inst. Rad. Eng. **12**, 817—821, 1924; Ref. Jahrb. **26**, 19, 1926) berechnet worden. Die Verfasser verfahren demgemäß, $\varDelta$ beträgt für ihr Drahtsystem bei einer Frequenz von 3×10^6 Hz 0,354%.

Eine weitere Korrektion von —0,02% ist bei Berücksichtigung des Fehlers des Längenmaßes anzubringen.

Für das bei $A A'$ offene Drahtsystem ergibt sich nach (2) die Wellenlänge zu

$$\lambda = \frac{4}{n}(L + \varDelta L), \qquad (4)$$

worin $\varDelta L$ den Einfluß von $B B'$ und der offenen Enden umfaßt. Die Verfasser finden, daß in diesem Falle $\varDelta L$ eine Funktion der Wellenlänge ist, die angenähert durch die Formel

$$\varDelta L = 0{,}04 + 0{,}033\% \times \lambda \text{ (in m)} \qquad (5)$$

wiedergegeben wird. 0,04 m ist aber gleich der Hälfte des Drahtabstandes der Paralleldrähte, so daß sie auch schreiben:

$$\varDelta L = \frac{\text{Drahtabstand}}{2} + 0{,}033\% \times \lambda \text{ (alle Längen in m).} \qquad (6)$$

Das Drahtsystem hatte eine maximale Länge von 60 m oder 30 m, der Durchmesser der Kupferdrähte betrug 3,23 mm, ihr gegenseitiger Abstand 8 cm, ihre Höhe über dem Boden 1 m. Die Brücken bestanden aus zwei Messingbarren von 10 cm Länge, 0,3 cm Dicke und 1,2 cm Breite, die beiden Messingbarren wurden mittels Schrauben gegen die Drähte geklemmt. Die Sender umfaßten einen Wellenbereich von 17—45 m bzw. 40—120 m, als Röhren wurden solche der Typ UV — 199 verwandt.

Die Messungen erstreckten sich über den Wellenbereich von 20—120 m. Die Verfasser geben in ihren Tabellen die kürzeren Wellen z. T. bis auf eine Einheit der dritten Dezimale genau an. A. Scheibe.

S. A. Levin und **C. J. Young.** Feld und Strahlungswiderstand einer geraden, vertikalen Drahtantenne, die in einer ihrer Oberschwingungen erregt ist. (Field distribution and radiation resistance of a straight vertical unloaded antenna radiating at one of its harmonics.) Proc. Inst. Radio Eng. **14,** 675—688, 1926.

Das Verfahren der Verfasser ist im wesentlichen das von M. Abraham (Phys. Zeitschr. **2,** 329, 1901) angegebene. Sie nehmen die Stromverteilung auf der Antenne sinusförmig an, wobei an den freien Drahtenden immer ein Stromknoten sich befinden muß, und rechnen dann das elektromagnetische Feld der ganzen Antenne aus den Feldern der einzelnen Stromelemente.

Solche Berechnungen liegen schon zahlreich vor — die Literatur ist in der Arbeit angegeben —; neu ist aber an der Arbeit, daß sie den Fall berücksichtigt, wenn die Antenne nicht geerdet ist, sondern sich in beliebiger Höhe über dem Erdboden befindet. Hier wie bei den früheren Arbeiten wird vorausgesetzt, daß die Erdoberfläche ein unendlich großes Leitvermögen hat. Die Verfasser berechnen das elektrische Feld, daraus die Strahlung nach den verschiedenen Richtungen (sie wird durch Polardiagramme illustriert), den Strahlungswiderstand und am Schluß für den Fall einer nicht geerdeten Antenne die Spannung an einem Spannungsbauch, alles für den Fall, daß die Antenne in einer beliebigen Oberschwingung schwingt. J. Zenneck.

L. P. Smith. Theorie der Detektorwirkung einer Hochvakuumröhre. (Theory of detection in a high vacuum thermionic tube.) Proc. Inst. Radio Eng. **14,** 649—662, 1926.

Die Voraussetzung bei der Theorie ist, daß man im Gebiet positiver Gitterspannungen arbeitet, so daß auch bei Verwendung eines Gitterkondensators mit Ableitung die Krümmung der $i_g \perp e_g$ Charakteristik das Ausschlaggebende ist. Untersucht wird:

1. wie ändert sich die Gleichstromkomponente des Gitterstroms, wenn an das Gitter eine sinusförmige Spannung angelegt wird?
2. welche Gleichstrom- und Niederfrequenzkomponente enthält der Gitterstrom, wenn man an das Gitter eine Hochfrequenzspannung legt, die durch Niederfrequenz moduliert ist?
3. wenn ein Gitterkondensator mit Ableitungswiderstand benützt wird, wie wirkt er und welchen Einfluß hat die Kapazität des Kondensators und die Größe des Ableitungswiderstandes? Wie sind beide zu wählen, damit die Detektorwirkung möglichst günstig wird?

Der Verfasser operiert in seinen Überlegungen mit der „dynamischen Charakteristik" der Röhre. Er meint damit Folgendes. Die statische $i_g \perp e_g$ Charakteristik gibt den Gittergleichstrom, den eine an das Gitter gelegte konstante Spannung hervorruft. Wenn über diese Konstante eine sinusförmige Wechselspannung gelegt wird, so ändert sich dadurch der Mittelwert der Gitterspannung nicht, wohl aber — wegen der Krümmung der Charakteristik — die Gleichstromkomponente i_g des Gitterstroms. Es gehört also jetzt zu einer Gitterspannung e_g nicht mehr ein Gittergleichstrom i_g, sondern i_g'. Die $i_g' \perp e_g$ Charakteristik ist das, was der Verfasser dynamische Charakteristik nennt. J. Zenneck.

The National Radio Exhibition. El. **97,** 291—293, 329, 360—361, 1926.

Eine ziemlich ausführliche Beschreibung der Neuheiten in Empfangsapparaten und deren Teilen, die bei der National Radio Exhibition in Olympia (London) im September 1926 ausgestellt waren. J. Zenneck.

Patentschau.

Von Carl Lübben.

Unterdrückung von Störschwingungen bei Sendeanlagen.

D.R.P. 443403 (Klasse 21a[4], Gruppe 1 [Lorenz, Schmidt]), Pat. vom 29. April 1925, ausgegeben am 23. April 1927.

Die Beseitigung von Störungsschwingungen soll dadurch erfolgen, daß zwischen Nutzkreis (Antennenkreis) A und Arbeitskreis B (Fig. 1) ein Kompensationskreis K eingeschaltet ist, so daß die Störschwingungen in Gegenphase auf den Nutzkreis übertragen werden und auf diese Weise kompensiert werden. Die Kompensation der Nutzfrequenz wird dadurch verhindert, daß im Kompensationskreis ein auf die Nutzfrequenz abgestimmter Sperrkreis C, L eingeschaltet ist.

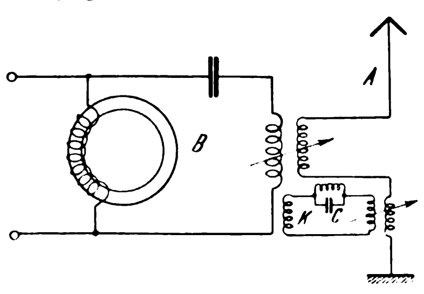


Fig. 1.

Beseitigung von Störwellen.

Brit. Pat. 266178 (Lorenz A.-G., 14. Mai 1926), veröffentlicht am 13. April 1927.

Zur Beseitigung von Störwellen wird im Arbeitskreis eine Eisendrossel mit ihrer Primärwindung p (Fig. 2) eingeschaltet. Die Sekundärwicklung s ist mit einem Schwingungskreis C, L verbunden und der Sekundärkreis auf die Nutzfrequenz abgestimmt, so daß für diese Frequenz das

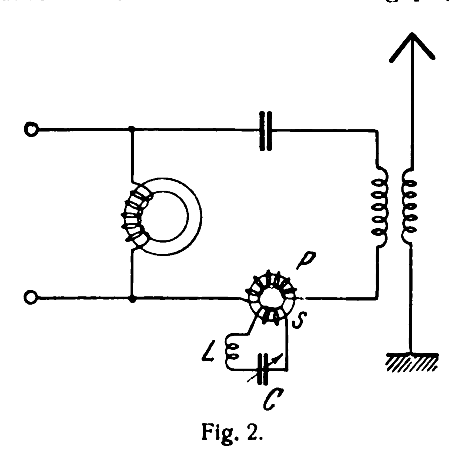


Fig. 2.

Feld der Sekundärspule das der Primärspule kompensiert, während unerwünschte Frequenzen durch die hohen Eisenverluste unterdrückt werden.

Röhrensender mit Verstärkung der Rückkopplungsenergie.

D.R.P. 442 495 (Klasse $21a^4$, Gruppe 8 (Huth, Rosenbaum), Pat. v. 23. März 1919, ausgegeben am 1. April 1927.

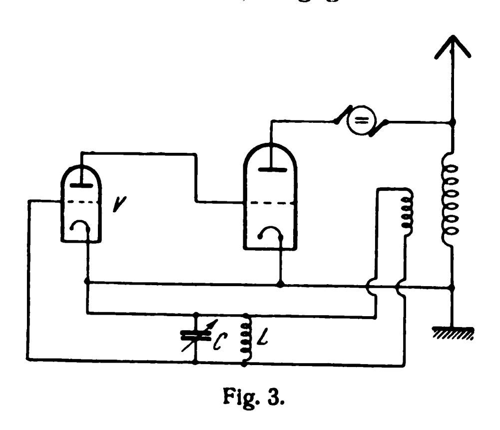


Fig. 3.

Zur Konstanthaltung der Frequenz sollen im Gitterkreis der zur Verstärkung der Rückkopplung dienenden Röhre *V* (Fig. 3) Abstimm- oder Siebkreise *C L* eingeschaltet werden.

Röhrensender.

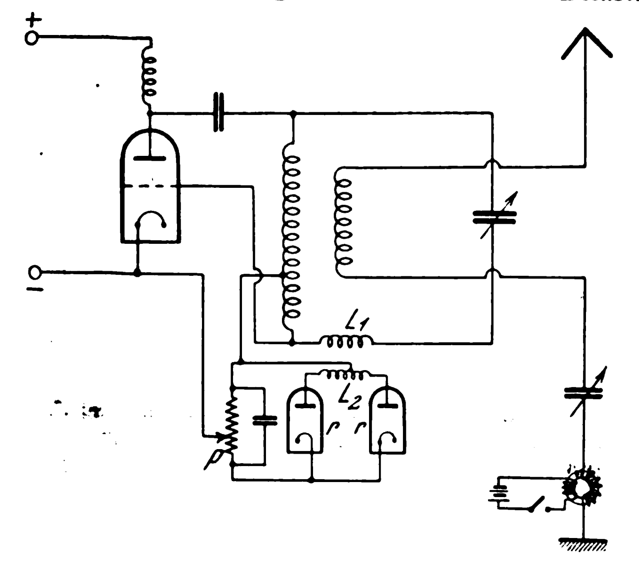
D.R.P. 443 161, Klasse $21a^4$, Gruppe 8 (Huth), Pat. vom 9. Juli 1920, Unionspriorität vom 20. März 1914, ausgegeben am 23. April 1927.

Das Patent schützt Röhrensender, bei denen die Anodenstromquelle in einem vom Hochfrequenzkreis getrennten Kreis liegt, der über eine hohe Selbstinduktion mit der Anode verbunden ist.

Röhrensender.

Brit. Pat. 442 944 (Lorenz, Gerth.), Klasse $21a^4$, Gruppe 8, Pat. vom 25. November 1925, ausgegeben am 9. April 1927.

Bei Erzeugung von Schwingungen 2. Art mittels Röhren tritt der Nachteil auf, daß in den Tastpausen die Energie in den Röhren in Wärme umgesetzt wird und deren Belastung



dadurch sehr erhöht. Erfindungsgemäß wird die Gittervorspannung durch die erzeugten Schwingungen selbst gesteuert, so daß die Ruhebelastung der Röhre sehr klein wird. Diese Steuerung der Gittervorspannung kann z. B. mit Hilfe eines Relais erfolgen oder es kann die Gittervorspannung aus dem Nutzkreis durch eine Gleichrichteranordnung gewonnen werden, wie dies die Fig. 4 zeigt. Die Hochfrequenz wird durch die Kopplung L_1 L_2 dem Nutzkreis entnommen und nach Gleichrichtung durch die beiden Röhren *r* einem Potentiometer *P* zugeführt, an dem das Gitter der Schwingungsröhre liegt.

Dreiphasen-Röhrensender.

Brit. Pat. 266 328 (Wired Radio, New York, 20. Februar 1926), veröffentlicht am 13. April 1927.

Ein Einphasen-Röhrensender *S* (Fig. 5) ist mit dem Phasenwandler *W* gekoppelt. Die Dreiphasen-Hochfrequenz wird auf die Gitterspulen 1 und 2 einer Doppelröhren-Ver-

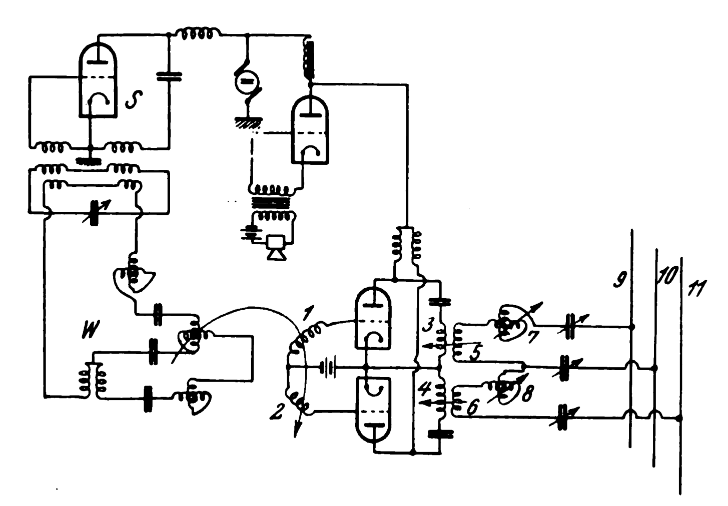


Fig. 5.

stärkeranordnung übertragen, deren Anodenkreise 3 und 4 mit den Sekundärspulen 5 und 6 gekoppelt sind, die über veränderliche Selbstinduktionen 7 und 8 die Schwingungsenergie auf die Nutzleistungen 9, 10, 11 übertragen. Mittels Zwischentransformatoren kann die Uebertragung auf den Nutzkreis statt in Dreiecks- auch in Sternschaltung erfolgen.

Kurzwellensender.

Brit. Pat. 266 372 (Esau, 18. Februar 1926), veröffentlicht am 21. April 1927.

Mit dem Erregerschwingungskreis *C L* (Fig. 6) einer Röhre ist der Antennenkreis *A* fest gekoppelt, so daß Kopp-

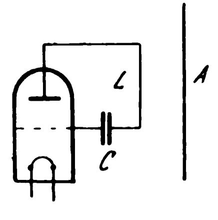


Fig. 6.

lungswellen auftreten, von denen entweder die kürzere verwendet werden kann, um besonders kurze Wellen zu erzielen, oder beide Wellen zur Fading-Beseitigung ausgestrahlt werden können. Durch Kopplung mit einem dritten Kreis können 4 Frequenzen erregt werden.

Kurzwellensender.

Brit. Pat. 266 068 (Schotel, Holland, 27. November 1925), veröffentlicht am 13. April 1927.



In der in Fig. 7 wiedergegebenen Anordnung zur Erzeugung kurzer Wellen ist der Anodenkreis *C L* durch die

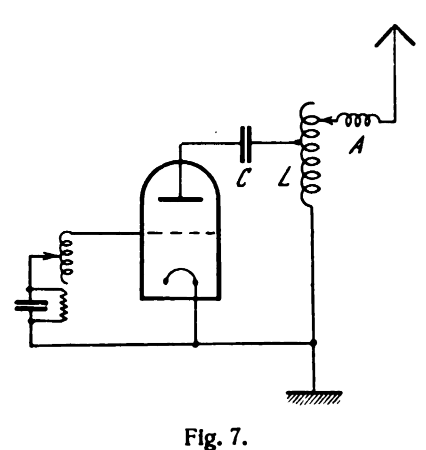


Fig. 7.

Spule *L* mit dem Antennenkreis *A* fest gekoppelt, so daß Kopplungswelleen auftreten, von denen die kürzere als Nutzschwingung ausgesiebt werden kann.

Neutrodynisierung bei Hochfrequenzverstärkung oder bei Kurzwellensender.

Brit. Pat. 265 612 (Telefunken, 6. Februar 1926), veröffentlicht am 6. April 1927.

In der in Fig. 8 wiedergegebenen Schaltung sind die neutralen Punkte des Schwingungskreises C_1 C_2 L_1 L_2 durch

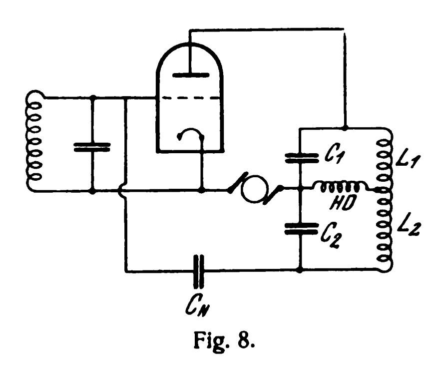


Fig. 8.

eine Hochfrequenzdrossel *H D* verbunden, durch die der Anodengleichstrom fließen kann. Die innere Röhrenkapazität wird durch den Kondensator C_N neutralisiert. Dadurch, daß durch die Hochfrequenzdrossel eine Trennung für Hochfrequenz erzielt ist, wird die Erregung wilder Schwingungen in Nebenkreisen ausgeschlossen.

Modulationsschaltung für Röhrensender.

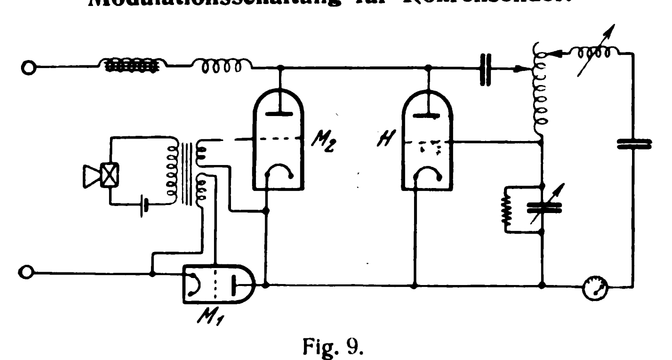


Fig. 9.

D.R.P. 442 506, Klasse 21a⁴, Gruppe 15 (Telefunken, Schäffer), Zusatz zum Patent 439 117, Pat. vom 24. Dezember 1919, ausgegeben am 12. April 1927.

Nach dem Hauptpatent 439 117 wird im Speisekreis der Schwingungsröhre *H* (Fig. 9) eine Modulationsröhre M_1 eingeschaltet. Gemäß der Zusatzerfindung wird hiermit die bekannte Anordnung kombiniert, bei der parallel zur Hauptröhre eine Modulationsröhre M_2 liegt. Durch diese kombinierte Anordnung soll der Wirkungsgrad und die Reinheit der Modulation erhöht werden.

Modulation von Röhrensendern.

Brit. Pat. 266 722 (Telefunken, 23. Februar 1926), veröffentlicht am 27. April 1927.

Zwischen Anode und Gitter oder zwischen Gitter und Kathode der Schwingröhre *H* sollen Korrektionsröhren I, II

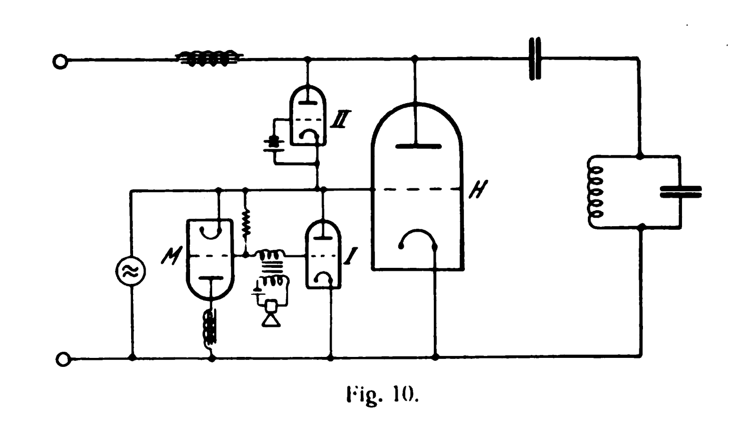


Fig. 10.

geschaltet werden, um Gitterströme infolge von Emission von Sekundärelektronen zu verhindern oder den Strom in der Modulationsröhre *M* herabzusetzen.

Optische Modulation von Röhrensendern.

Brit. Pat. 266 288 (Dubilier Condenser Co., 16. Februar 1926), veröffentlicht am 13. April 1927.

In den Gitterkreis der Modulationsröhre *M* (Fig. 11) ist eine Photozelle *P Z* eingeschaltet, deren Leitfähigkeit ent-

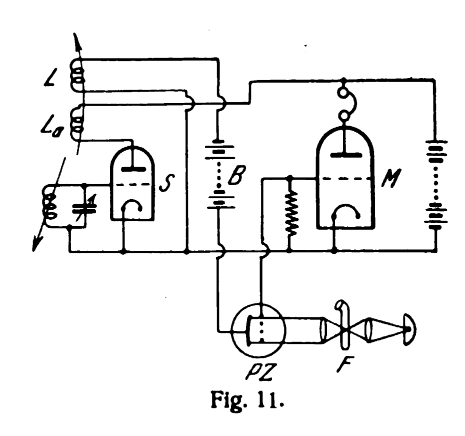


Fig. 11.

sprechend der Stärke des Lichtstrahles beeinflußt wird, der den Photofilm *F* passiert. In Serie mit der Photozelle *P Z* und der Gitterbatterie *B* ist eine Spule *L* geschaltet, die mit der Anodenspule L_a des Senders *S* gekoppelt ist.

Störbeseitigung.

Brit. Pat. 265 594 (Lorenz, 3. Februar 1926), veröffentlicht am 6. April 1927.

Zur Beseitigung atmosphärischer Störungen oder Ausschaltung fremder Störer oder für kombinierte Sende-Emp-



fangseinrichtungen wird vorgeschlagen, den Antennenkreis in zwei Zweige zu teilen, die differential mit dem Empfangskreis gekoppelt sind (vgl. Fig. 12). Beide Zweige

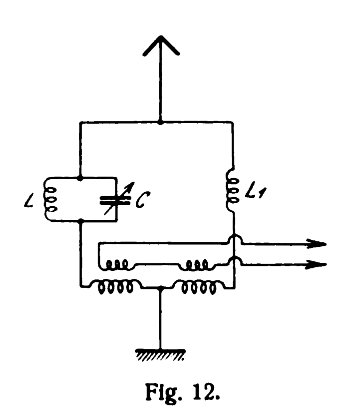


Fig. 12.

werden so bemessen, daß für die Störfrequenz eine Kompensation auftritt, während die gewünschte Frequenz übertragen wird. Dies kann z. B. in der Weise erfolgen, daß der eine Zweig einen auf die gewünschte Frequenz abgestimmten Sperrkreis C_4, der andere Zweig nur eine kleine Selbstinduktion L_1 oder Kapazität enthält.

Einrichtung für drahtlosen Richtempfang.

D.R.P. 442 945, Klasse 21a⁴, Gruppe 46 (Int. Western, El. Co. New York), pat. vom 3. Februar 1925, ausgegeben am 20. April 1927, identisch mit Brit. Pat. 251 337, Franz. Pat. 597 038.

Vergleiche Referat zu Brit. Pat. 251 337 in Heft 3 Band 28 Seite 106, September 1926.

Ausgleichsschaltung für Radiogoniometer.

D.R.P. 442 462, Klasse 21a⁴, Gruppe 48 (Soc. Francaise Rad. El.), pat. vom 24. April 1926, Unionspriorität vom 8. Mai 1925, ausgegeben am 31. März 1927.

Zur Beseitigung der Unsymmetrie von Radiogoniometerrahmen und der dadurch bedingten Messungenauigkeiten soll erfindungsgemäß eine der Empfangsröhre entsprechende Ausgleichsröhre an die der Verstärkerröhre abgekehrten Seite des Abstimmkondensators geschaltet werden. In Fig. 13 ist mit der einen Seite des Rahmen-

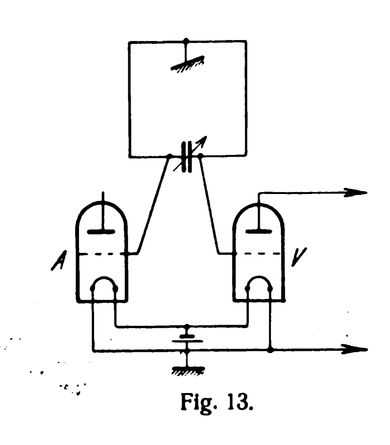


Fig. 13.

kondensators die Verstärkerröhre V, mit der anderen Seite die Ausgleichsröhre A verbunden.

Die Anode der Ausgleichsröhre kann unmittelbar oder über einen Widerstand, Selbstinduktion oder dergleichen mit der Anodenbatterie verbunden werden, so daß ein Anodenkreis entsteht, der ebenfalls dem der Verstärkerröhre gleicht. Die Sekundärspule des Hochfrequenztransformators im Anodenkreis kann offen bleiben oder mit der des Verstärkers verbunden werden.

Die Ausgleichsröhre kann auch dazu verwendet werden, die Rückkopplung zu erzeugen, indem z. B. eine

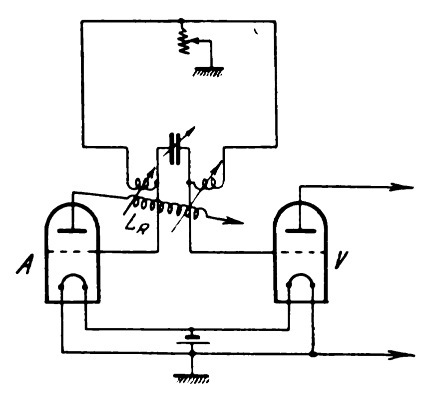


Fig. 14.

Spule L_R (Fig. 14) im Anodenkreis der Ausgleichsröhre mit dem Rahmenkreis gekoppelt ist.

Gegengewicht.

D.R.P. 443 064, Klasse 21a⁴, Gruppe 65 (Telefunken), pat. vom 13. März 1921, ausgegeben am 20. April 1927.

Das Gegengewicht wird in leitende Flächteile zerlegt, die durch besondere Zuleitungen vom Sender aus derart gespeist werden, daß Ausgleichsströme im Boden zwischen den einzelnen Flächen vermieden werden.

Röhren-Meßgerät.

D.R.P. 442 445, Klasse 21e, Gruppe 27 (Siemens & Halske), pat. vom 24. September 1924, ausgegeben am 31. März 1927.

Zur Messung sehr schwacher Gleichspannungen wird eine Doppelgitterröhre so geschaltet, daß zwischen Steuergitter, Raumlagegitter und Kathode zwei entgegengesetzte Spannungsabfälle erzeugt werden, von denen der eine durch die Meßspannung beeinflußt, der andere vom Strom des Raumlagegitters hervorgerufen wird. Wird z. B. die im Widerstand W_1 (Fig. 15) durch die Meßspannung her-

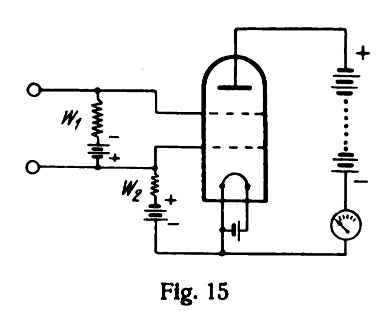


Fig. 15

vorgerufene Gitterspannung negativ, so bewirkt der Strom des Raumladegitters einen entgegengesetzten Spannungsabfall im Widerstand W_2, so daß die Spannung am Steuergitter noch stärker negativ wird.

Lichtsteuerung für Bildübertragung und dergleichen.

Brit. Pat. 266 753 (Telefunken, 1. März 1926), veröffentlicht am 27. April 1927.

In den Gang der von der Lichtquelle L (Fig. 16) ausgehenden Lichtstrahlen wird ein Quarz-, Turmalin- oder Roschellesalz-Kristall P eingeschaltet. Die beiden Elektroden l_1 und l_2 sind mit einem Schwingungskreis CL verbunden. Die Steuerfrequenz wird entweder einem Röh-

rensender S aufgedrückt, so daß die Eektroden l_1 und l_2 mit modulierter Hochfrequenz erregt werden oder die

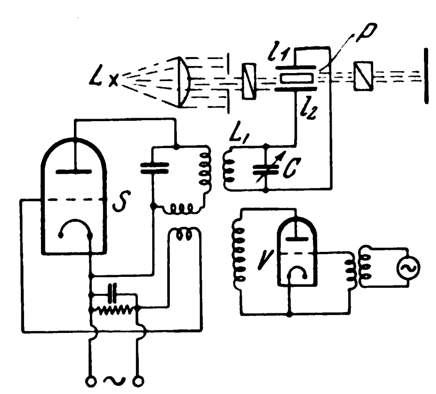


Fig. 16.

Steuerfrequenz wird nach Verstärkung in der Röhre V den Elektroden l_1 und l_2 zugeführt.

Herstellung von Oxydkathoden.

D.R.P. 443323, Klasse 21g, Gruppe 13 (Philips Gloeilampenfabrieken, Eindhoven), pat. vom 12. Dezember 1923, Unionspriorität vom 12. Januar 1923, ausgegeben am 26. April 1927.

Zur Herstellung von Oxydkathoden werden auf metallische Träger Erdalkalimetalle aufgebracht und oxydiert. Erfindungsgemäß soll der Träger oder seine Oberfläche aus einem Metall bestehen, das mit dem Erdalkalimetall eine Legierung eingeht. Zum Beispiel wird Nickel als Träger mit Bariumazid überzogen. Beim Erhitzen im Vakuum wird Barium frei, schmilzt und legiert mit dem Nickel.

Herstellung von Oxydkathoden.

D.R.P. 442833, Klasse 21g, Gruppe 15 (T.K.D. Nürnberg), pat. vom 28. Februar 1923, ausgegeben am 8. April 1927.

Oxydkathoden werden dadurch hergestellt, daß man einen Metallfaden mit einem aktiven Ueberzug versieht. Erfindungsgemäß soll die Ueberzugmasse dadurch gewonnen werden, daß die aktiven Substanzen in fein zerkleinertem Zustande in einer hochmolekularen Kohlenwasserstoffverbindung (Kolophonium, Paraffin) aufgeschwemmt wird. Nach dem Absetzen und Erstarren wird die oberste Schicht, die die aktive Masse in besonders feiner Verteilung enthält, abgetrennt und zu einer Paste zusammengeknetet.

Röhre mit indirekter Heizung.

Brit. Pat. 266476 (Price, 1. Dezember 1925), veröffentlicht am 21. April 1927.

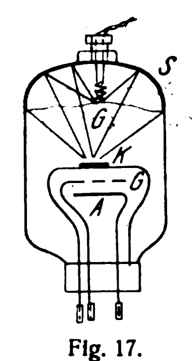


Fig. 17.

Bei der in Fig. 17 dargestellten Röhre erfolgt eine indirekte Heizung durch den z. B. mit Starkstrom geheizten Glühkörper G, der zu einem Spiegel S so angeordnet ist, daß die Strahlung im Brennpunkt K gesammelt wird, in dem sich die Kathode befindet.

Thermobatterie für Röhrenspeisung.

D.R.P. 443081, Klasse 21b, Gruppe 27 (Int. Gen. El. Co. Amerika), pat. vom 15. September 1925, Unionspriorität vom 31. März 1925, ausgegeben am 19. April 1927.

Die auf Streifen oder Platten aus geeignetem Material (Glimmer) in größerer Zahl befestigten Thermoelemente werden erfindungsgemäß radial um einen gestreckten elek-

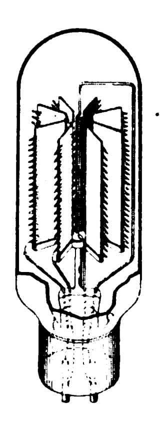


Fig. 18

trischen Heizkörper angeordnet, wie dies aus der Fig. 18 ersichtlich ist, und in einem Glasgefäß untergebracht, das mit einem Gas angefüllt ist, das die Wärme gut leitet, aber das Metall nicht angreift.

Die neuesten deutschen Hochfrequenz-Patente

Nr.	Klasse und Gruppe	Ausgabetag	Inhalt
*442445	21e/27	31. 3. 27	Messung kleiner Gleichströme
*442462	$21a^4/48$	31. 3. 27	Ausgleichschaltung für Radiogoniometer
442466	21e/12	1. 4. 27	Untersuchung magn. Materialien
*442495	$21a^4/8$	1. 4. 27	Röhrensender
*442506	$21a^4/15$	12. 4. 27	Modulation von Röhrensendern
442559	$21a^2/38$	31. 3. 27	Lautverstärkung von Reden, Vorträgen und dergl.
442661	$21a^2/2$	2. 4. 27	Elektrodynamischer Lautsprecher
442728	$21a^4/57$	8. 4. 27	Relais für Rufempfang
442729	$21a^4/58$	8. 4. 27	Singnalanlage mit Hochfrequenzträgerwellen
442730	$21a^4/72$	9. 4. 27	Kopfhörerverteiler
442731	$21a^4/72$	9. 4. 27	Kopfhörerverteiler
442783	21g/24	8. 4. 27	Diathermie-Hochfrequenzapparat
442832	21g/10	8. 4. 27	Feststellung von Körpern im Untergrund
*442833	21g/13	8. 4. 27	Herstellung von Glühkathoden
442846	$21a^2/1$	8. 4. 27	Magnetsystem für Kopfhörer, Lautsprecher etc.
442943	$21a^3/47$	9. 4. 27	Drahtwellentelegraphie
442944	$21a^4/8$	9. 4. 27	Tasten von Röhrensendern
*442945	$21a^4/46$	20. 4. 27	Richtempfang mit mehreren Antennen
442984	21c/5	14. 4. 27	Beseitigung der Einschwingstörungen in langen Leitungen
442988	21g/13	14. 4. 27	Röhre mit Gasfüllung
443026	21g/11	13. 4. 27	Elektrolytischer Gleichrichter
*443064	$21a^4/65$	20. 4. 27	Antenne mit Gegengewicht
*443081	21b/27	19. 4. 27	Thermobatterie für Empfangsgeräte
*443161	$21a^4/8$	23. 4. 27	Röhrensender
443322	21g/10	25. 4. 27	Herstellung von Kondensatoren
*443323	21g/13	26. 4. 27	Herstellung von Oxydkathoden
443352	$21a^4/50$	26. 4. 27	Sende-Empfangseinrichtung
443356	21g/31	26. 4. 27	Herstellung magn. Kerne
*443403	$21a^4/1$	23. 4. 27	Unterdrückung von Störschwingungen

Die mit * bezeichneten Patente sind in diesem Heft ausführlicher referiert.

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

Gegründet 1907

Unter Mitarbeit

von

Dr. h. c. Graf v. **Arco** (Berlin), Dr. L. W. **Austin** (Washington), Postrat Dr. F. **Banneitz** (Berlin), Prof. Dr. H. **Barkhausen** (Dresden), Dr. W. **Burstyn** (Berlin), Prof. Dr. A. **Esau** (Jena), Prof. Dr. H. **Faßbender** (Berlin), Dr. L. **de Forest** (New-York), Prof. F. **Kiebitz** (Berlin), Postrat Prof. Dr. G. **Leithäuser** (Berlin), Dr. S. **Loewe** (Berlin), Dr. E. **Lübcke** (Berlin), Dr. Dr. ing. e. h. A. **Meissner** (Berlin), Prof. Dr. H. G. **Möller** (Hamburg), Dr. E. **Nesper** (Berlin), Dr. B. **van der Pol jr.** (Eindhoven), Ingenieur Dr. V. **Poulsen** (Kopenhagen), Prof. Dr. L. **Pungs** (Braunschweig), Dipl.-Ing. B. **Rosenbaum** (Berlin), Dr. K. **Rottgardt** (Berlin), Prof. Dr. H. **Rukop** (Köln), Dr. A. **Scheibe** (Charlottenburg), Oberingenieur O. **Scheller** (Berlin), Prof. Dr. W. **Schottky** (Rostock), Prof. Dr. A. **Sommerfeld** (München), Prof. Dr. Dr. ing. h. c. M. **Wien** (Jena), Prof. Dr. H. **Wigge** (Cöthen-Anh.),

herausgegeben von

Professor Dr. J. **Zenneck** und Privatdozent Dr. E. **Mauz**

Schriftleitung: Dr. E. Mauz

Dreißigster Band

mit 415 Figuren im Text und auf 4 Tafeln
und mit 3 Karten.



1927

Inhaltsverzeichnis.

A. Originalarbeiten.

B. Zusammenfassender Bericht.

C. Referate.



D. Patentschau.

E. Bücher.

Sachregister.



Großdruckerei Paul Dünnhaupt, Cöthen i. Anh.

Band 30 Juli 1927 Heft 1

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie
Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

INHALT

Manuskripte für das Jahrbuch, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an die Schriftleitung Dr. E. Mauz, Greifswald, Physikalisches Institut zu senden. — Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen. — Abonnements und Inserate sind zu richten an die Verlagsbuchhandlung M. Krayn, Berlin W 10, Genthiner Straße 39, Postscheck-Konto Berlin 32647.

Zieherscheinungen beim Lichtbogensender.

Von Horst Winkler.

Mitteilung aus dem Institut für Schwachstromtechnik der Technischen Hochschule zu Dresden.[1])

Wird bei einem Zwischenkreisröhrensender die induktive Kopplung zwischen Antennen- und Anodenkreis sehr fest gemacht, dann treten bei Versuchen, die Antenne abzustimmen, Unstetigkeiten der beiden Systemen gemeinsamen Frequenz auf, die man bekanntlich als Ziehen und Umspringen des Senders bezeichnet. Diese für den praktischen Betrieb sehr unangenehmen Erscheinungen sind im Laufe des letzten Jahrzehnts von verschiedener Seite experimentell erforscht und theoretisch geklärt worden. Merkwürdigerweise beschränken sich aber alle diese Untersuchungen auf den Spezialfall des Röhrensenders, der ja auch, wenigstens für kleinere und mittlere Leistungen, das Feld der Sendetechnik beherrscht.[2]) Bedenkt man jedoch, daß noch jetzt eine große Anzahl von Sendestationen, und zwar gerade die leistungsfähigsten, sich des Lichtbogens zur Schwingungserzeugung bedienen, so erscheint es nicht ganz ohne Interesse, einmal festzustellen, ob und warum bei dieser Anfachungsart ebenfalls Zieh- und Umspringerscheinungen auftreten. Es wurden deshalb auf Anregung des Herrn Prof. Barkhausen hin vom Verfasser diesbezügliche Untersuchungen an Lichtbogengeneratoren angestellt, über deren Ergebnisse in den folgenden Zeilen kurz berichtet werden soll.

[1]) Auszug aus der im November 1926 gestellten Diplomarbeit Nr. 53.

[2]) C. Fischer beobachtet 1910 bei Dekrementsmessungen mit der Poulsenlampe einen schleifenartigen Verlauf der Frequenz, geht aber nicht näher darauf ein. (Annalen der Physik 32, S. 979 ff., 1910.)

Theoretischer Teil.

Die bekannten theoretischen Ableitungen der Ziehschleife sind, wie schon gesagt, durchweg mehr oder weniger auf den Röhrensender zugeschnitten. Es blieb also nur übrig, für die vorliegende Arbeit eine Theorie zugrunde zu legen, die die Art der Schwingungserzeugung möglichst unbestimmt läßt und für einen ganz allgemeinen Fall die Folgeerscheinungen fester Kopplung mathematisch erfaßt. Für diesen Zweck ist in erster Linie die Arbeit von Rogowski[3]) geeignet, deren Endresultate allerdings auch nur für den Zwischenkreisröhrensender gelten. Es ist aber nicht schwierig, für den Lichtbogensender äquivalente Ausdrücke aufzustellen, so daß seine theoretischen Ableitungen im folgenden benutzt werden können.

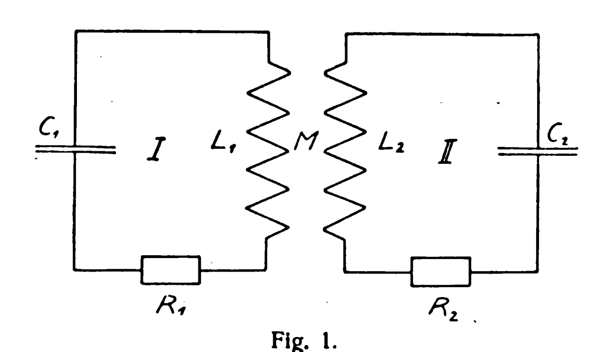


Fig. 1.

Fig. 1 stellt das Schema der betrachteten induktiv gekoppelten Kreise dar.

[3]) Archiv für Elektrotechnik IX, 427, 1921; X, 1, 209, 1922.

Ferner seien folgende Beziehungen eingeführt:

$$\omega_1 = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}} = \text{Eigenfrequenz des Kreises I}$$

$$\omega_2 = \frac{1}{\sqrt{L_2 C_2}} = \text{Eigenfrequenz des Kreises II}$$

$$x = \frac{\omega_2}{\omega_1} = \text{Abstimmung der beiden Kreise}$$

$$1 - k^2 = \sigma = 1 - \frac{M^2}{L_1 L_2} = \text{Streuungskoeffizient}$$

$$\Omega_1 = \text{schnelle Koppelfrequenz}$$

$$\Omega_2 = \text{langsame Koppelfrequenz}$$

$$0_1 = \frac{\Omega_1}{\omega_1} = \text{schnelle Koppelfrequenz, bezogen auf } \omega_1$$

$$0_2 = \frac{\Omega_2}{\omega_1} = \text{langsame Koppelfrequenz, bezogen auf } \omega_1$$

Es ist dann

$$0_1 = \sqrt{\frac{1+x^2}{2\sigma}\left[1+\sqrt{1-\frac{4\sigma x^2}{(1+x^2)^2}}\right]} \tag{1}$$

$$0_2 = \sqrt{\frac{1+x^2}{2\sigma}\left[1-\sqrt{1-\frac{4\sigma x^2}{(1+x^2)^2}}\right]} \tag{2}$$

Die Zieherscheinungen verschwinden, es wird $0_1 \approx 0_2 \approx 1$, wenn die kritische Kopplung $k_{kr} = \frac{d_2}{\pi}$ unterschritten wird, wobei d_2 das Dekrement des Sekundärkreises ist. Zeichnet man 0_1 und 0_2 über x für einen bestimmten Wert von σ auf, so erhält man die bekannten Ziehkurven Fig. 2.

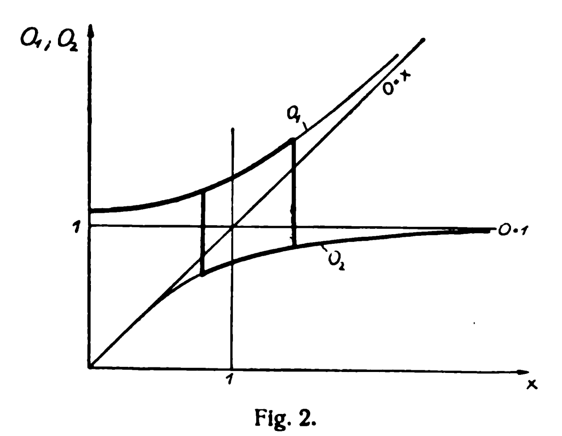


Fig. 2.

Beim ungedämpften Sender erregt sich nun je nach der Größe von x nur eine der beiden Koppelfrequenzen, z. B. die schnelle, die sich jedoch nicht ad infinitum hochziehen läßt. Bei einem bestimmten Wert $x > 1$ tritt vielmehr ein Umspringen in die langsame Schwingung ein, und die Frequenz nähert sich jetzt dem unteren Kurvenast entsprechend asymptotisch 1. Bei Verkleinerung von x findet ein Umspringen auf die schnelle Koppelfrequenz bei $x < 1$ statt, so daß also ein schleifenförmiges Kurvenbild durchlaufen wird. Um die Lage der Umspringstellen theoretisch vorherzubestimmen, ist die Kenntnis der Dämpfungen der beiden Koppelschwingungen notwendig. Die Dämpfungsfaktoren sind nach Rogowski:

$$\alpha_1 = \frac{R_1}{2L_1} U_1 + \frac{R_2}{2L_2} U_2 \tag{3}$$

für die schnelle und

$$\alpha_2 = \frac{R_1}{2L_1} u_1 + \frac{R_2}{2L_2} u_2 \tag{4}$$

für die langsame Koppelfrequenz.
Die Koeffizienten U_1, U_2, u_1, u_2 bezeichnet Rogowski als Dämpfungsgewichte. Es sind Funktionen von x und σ:

$$U_1 = \frac{1}{2\sigma}\left[1+\frac{1-\frac{2\sigma x^2}{1+x^2}}{\sqrt{1-\frac{4\sigma x^2}{(1+x^2)^2}}}\right] \tag{5}$$

$$U_2 = \frac{1}{2\sigma}\left[1+\frac{1-\frac{2\sigma}{1+x^2}}{\sqrt{1-\frac{4\sigma x^2}{(1+x^2)^2}}}\right] \tag{6}$$

$$u_1 = \frac{1}{2\sigma}\left[1-\frac{1-\frac{2\sigma x^2}{1+x^2}}{\sqrt{1-\frac{4\sigma x^2}{(1+x^2)^2}}}\right] \tag{7}$$

$$u_2 = \frac{1}{2\sigma}\left[1-\frac{1-\frac{2\sigma}{1+x^2}}{\sqrt{1-\frac{4\sigma x^2}{(1+x^2)^2}}}\right] \tag{8}$$

Die Koppelfrequenzen sind also verschieden stark gedämpft, und zwar in Abhängigkeit von x und σ. Aus der Dämpfung erklärt sich auch ohne weiteres das verschiedene Verhalten der gedämpften und ungedämpften Sender. Bei den Funkensendern treten beide Koppelfrequenzen dauernd auf. Denn beide werden stoßartig angeregt, klingen ihrem verschiedenen Dekrement nach verschieden schnell ab, werden durch den nächsten Funken wieder angeregt und so fort. Es werden also ständig zwei verschieden gedämpfte Wellen ausgestrahlt, wie man sich leicht an einem Empfänger mit quantitativem Indikator überzeugen kann. Bei den ungedämpften Sendern dagegen wird dem Kreis I ganz kontinuierlich durch die Röhre oder den Lichtbogen Energie zugeführt. Man faßt zur näheren Betrachtung die Energiequelle zweckmäßig als negativen Widerstand auf, der sich stets so groß einstellt, daß die Summe aller Spannungsabfälle im Kreis I Null wird. Der negative Widerstand muß also den Verbraucherwiderstand kompensieren. Erst wenn das erreicht ist, finden Schwingungen gleichbleibender Scheitelwerte statt.

Der Vorgang des Anschwingens fest gekoppelter Kreise erfolgt nun folgendermaßen. Zunächst werden sich beide Koppelschwingungen erregen. Die schwächer gedämpfte, also die, die ein kleineres R im Schwingungskreise I bewirkt, wird aber bedeutend schneller hohe Amplituden erreichen und so die gesamte Energie für sich in Anspruch nehmen, so daß der anderen nichts weiter übrig bleibt, als abzuklingen. Falls beide Schwingungen gleichwertig sind, wird die raschere die langsamere unterdrücken, da sie sich infolge ihrer höheren Frequenz rascher aufschaukelt. Wir haben es also im Gegensatz zu den gedämpften Sendern immer nur mit einer Schwingung zu tun. Der negative Widerstand eines Schwingungserzeugers kann nun nicht beliebig gesteigert werden. Er ist im Gegenteil begrenzt beim Röhrensender durch die Röhrenkonstanten und die Rückkopplung, beim Lichtbogen durch die mittlere Steilheit der Charakteristik. Sobald der maximale Wert überschritten

wird, reißt der Sender ab oder springt auf die andere Koppelfrequenz, falls diese einen genügend kleinen Widerstand darstellt.

Mathematisch läßt sich das nach Einführung des negativen Widerstandes R_N folgendermaßen darstellen:

Die beiden Gleichungen (3) und (4) erhalten folgende Form:

$$\alpha_1 = \frac{R_1}{2\,L_1} U_1 - \frac{R_N}{2\,L_1} U_1 + \frac{R_2}{2\,L_2} U_2 \tag{9}$$

$$\alpha_2 = \frac{R_1}{2\,L_1} u_1 - \frac{R_N}{2\,L_1} u_1 + \frac{R_2}{2\,L_2} u_2 \tag{10}$$

Das Bestehenbleiben einer Schwingung ist gewährleistet, solange ihr Dämpfungsfaktor bei Einsetzung von $R_{N\,\max}$ noch null oder negativ ist, also

$$\frac{R_1}{2\,L_1} U_1 - \frac{R_{N\,\max}}{2\,L_1} U_1 + \frac{R_2}{2\,L_2} U_2 \leqq 0 \tag{11}$$

bzw.

$$\frac{R_1}{2\,L_1} u_1 - \frac{R_{N\,\max}}{2\,L_1} u_1 + \frac{R_2}{2\,L_2} u_2 \leqq 0. \tag{12}$$

Nach einer kleinen Umformung

$$\frac{L_2}{R_2\,L_1}(R_{N\,\max} - R_1) \geqq \frac{U_2}{U_1} \tag{13}$$

bzw.

$$\frac{L_2}{R_2\,L_1}(R_{N\,\max} - R_1) \geqq \frac{u_2}{u_1} \tag{14}$$

Es kann also nur die Schwingung bestehen, deren Dämpfungsgewichtsverhältnis die Größe $\frac{L_2}{R_2\,L_1}(R_{N\,\max} - R_1)$ unterschreitet. Zeichnet man den Verlauf von $\frac{U_2}{U_1}$ bzw. $\frac{u_2}{u_1}$ über der Abstimmung x auf und zieht eine Parallele zur Abszisse im Abstand $\frac{L_2}{R_2\,L_1}(R_{N\,\max} - R_1)$, so ergeben sich die Umspringstellen sofort graphisch dort, wo die Kurven der Dämpfungsgewichtsverhältnisse diese sog. Erregungsgerade schneiden. Um dieses Verfahren anwendbar zu machen, ist es notwendig, den maximalen negativen Widerstand des jeweils verwendeten Schwingungserzeugers zu kennen. Beim induktiv rückgekoppelten Röhrensender findet Rogowski in Gleichung (9/10) anstelle von R_N den Ausdruck

$$\frac{S\,M_g}{C_1} - \frac{L_1}{C_1 R_i},$$

der also dem negativen Widerstand des Generators entspricht. Dabei ist S die Steilheit der Röhrencharakteristik, R_i der innere Widerstand und M_g die Gegeninduktivität der Gitter-Anoden-Rückkopplung. Die Anpassungsfähigkeit des negativen Widerstandes an den jeweiligen äußeren R wird dadurch ermöglicht, daß mit wachsender Entlastung (Verkleinerung von R) die Steuerspannung immer stärker über die Knicke der statischen Charakteristik hinausschwankt. Die Steilheit der einzuführenden Ersatzcharakteristik wird also mit abnehmendem Belastungswiderstand geringer, so daß die Bedingung $R_N = R$ stets erfüllt ist. Die interessierende Größe von $R_{N\,\max}$ erhält man, wenn man in den oben angegebenen Ausdruck für S den größtmöglichen Wert, nämlich den im linearen Teil der statischen Charakteristik gemessenen einsetzt.

Um für den Lichtbogen einen äquivalenten Ausdruck zu finden, muß zunächst kurz auf seine Theorie eingegangen werden. Wir nehmen an, daß die erzeugten Schwingungen zweiter Art[4]) sind. Der Scheitelwert des Wechselstromes $\overline{J_\sim}$ überschreitet also den Speisegleichstrom J_o, so daß infolge der Uebereinanderlagerung beider Ströme der Bogen während eines Teiles der Schwingungsperiode T erlischt. Während der Brennperiode T_1 ist die Lichtbogenspannung konstant gleich der Brennspannung e_b und sinkt dann beim Auslöschen sprungartig auf die negative Spannung des Kondensators e_a herab. In der zweiten Teilperiode T_2 steigt die Bogenspannung linear von e_a bis zur Zündspannung e_z entsprechend der Ladung des Kondensators mit dem konstanten Gleichstrom J_o. Bei Erreichung von e_z zündet der Lichtbogen, und die Bogenspannung springt wieder auf e_b.

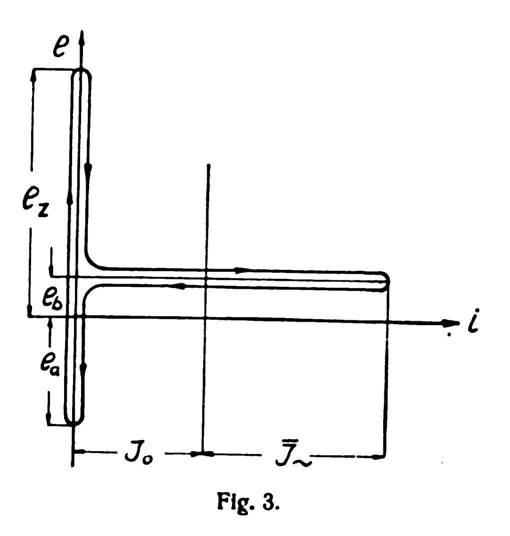


Fig. 3.

Die dynamische Charakteristik des Lichtbogens hat also, wenn man von der Hysterese absieht, die Form der Fig. 3.

Die Schwingleistung und somit der negative Widerstand läßt sich nach Barkhausen aus den Größen der Charakteristik folgendermaßen angenähert berechnen:

$$N = R_N \cdot J_{eff}^2 = J_o\,(e_o - e_b) \tag{15}$$

Die am Bogen liegende mittlere Gleichspannung e_o, die man auch direkt mit einem Drehspulinstrument messen kann, läßt sich ansetzen mit

$$e_o = \frac{1}{T}\left(e_b T_1 + \frac{e_z + e_a}{2} T_2\right),$$

da $T = T_1 + T_2$:

$$e_o = e_b - \frac{e_b T_2}{T} + \frac{e_z T_2}{2T} + \frac{e_a}{2T} T_2$$

Demnach ergibt sich nach (15)

$$R_N J_{eff}^2 T = \frac{J_o T_2}{2}\,[e_z + e_a - 2\,e_b]$$

Während der Teilperiode T_2 wird der Kondensator von e_a auf e_z aufgeladen:

$$J_o T_2 = C\,(e_z - e_a)$$

Demnach:

$$R_N = \frac{C}{2\,J_{eff}^2\,T}(e_z - e_a)\,(e_z + e_a - 2\,e_b) \tag{16}$$

Auch in diesem Falle muß sich R_N dem jeweiligen äußeren Widerstand R anpassen können. e_z, e_b und J sind

[4]) Vgl. Barkhausen, Problem der Schwingungserzeugung (Diss. Göttingen 1907).

nur sehr wenig von der Belastung abhängig. Dagegen nimmt e_a mit wachsender Dämpfung des Schwingungskreises stark ab. Bei $R = 0$, also idealem Leerlauf, ist $(e_z - e_b)$ seinem Absolutwerte nach gleich $(e_b - e_a)$ (vgl. Fig. 3), R_N oder mit anderen Worten die mittlere Steilheit der Charakteristik wird gemäß Gl. (16) null. Den größtmöglichen Wert erhält R_N andererseits, wenn $e_a = e_b$ wird, die Charakteristik in Fig. 3 demnach die Gestalt eines rechten Winkels annimmt. Es ist dann also

$$R_{N\,\max} = \frac{C}{2\,J_{eff}^2\,T}(e_z - e_b)^2 \tag{17}$$

Da e_z mit wachsender Frequenz etwas abnimmt, ebenso aber auch T kleiner wird, darf man wenigstens in dem engen Frequenzbereich der Zieherscheinungen den maximalen negativen Widerstand des Lichtbogens als nur von Schaltungs- und Konstruktionsgrößen abhängig ansehen. Man braucht also nur den Ausdruck (17) in die Gleichungen (13) bzw. (14) einzuführen und kann so die Erregungsgerade zur Ermittlung der Umspringstellen des Lichtbogensenders konstruieren. Aus dem bisher Gesagten geht hervor, daß prinzipiell kein Unterschied zwischen den Zieherscheinungen bei der Röhre und beim Lichtbogen besteht.

Experimenteller Teil.

Um die Richtigkeit der theoretischen Ueberlegungen zu prüfen, wurden die Ziehschleifen an einer Sendeanordnung gemäß Fig. 1 quantitativ beobachtet. Zur genauen Feststellung der Umspringstellen ist es von Wichtigkeit, daß der Lichtbogen möglichst ruhig arbeitet. Es wurde deshalb als Generator zunächst eine Meßlampe ohne Magnetfeld benutzt, deren Kupfer-Kohle-Lichtbogen in Leuchtgas brennt, und die eine Schwingleistung von zirka 100 Watt liefert. Die auftretenden Frequenzen wurden mittels Ueberlagerer gemessen. Es wurde konstant gehalten

$E_0 = 440$ Volt
$J_0 = 3{,}4$ Amp
$L_1 = 366\,000$ cm
$L_2 = 349\,000$ cm
$C_1 = 3\,400$ cm
$\omega_1 = 135$ kHertz

Die mittlere Bogenspannung e_0 wurde an einem durch Drosseln gegen die Hochfrequenz geschützten Drehspulinstrument abgelesen und innerhalb eines Versuches ebenfalls konstant gehalten. Es wurden Ziehschleifen bei verschiedenen Werten von σ, R_1, R_2 und den Bogenspannungen 60, 80 und 100 Volt aufgenommen. Zahlreich vorgenommene Stichproben erwiesen, daß der Verlauf der Koppelfrequenzen fast völlig mit dem durch die Gleichungen (1) und (2) geforderten übereinstimmt.

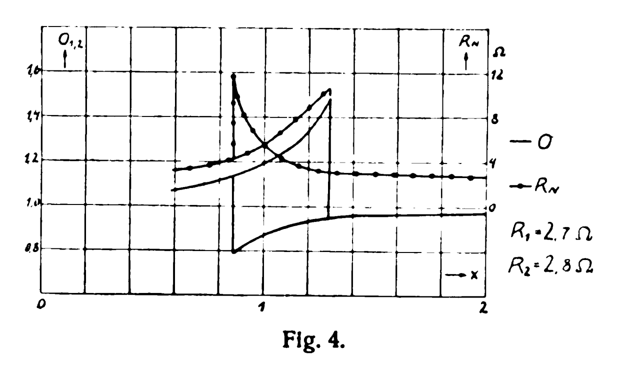


Fig. 4.

Die Fig. 4 und 5 lassen für $e_0 = 80$ Volt, $\sigma = 0{,}9$ Ziehschleifen bei verschiedenen Belastungswiderständen R_2 erkennen. Gleichzeitig ist der Verlauf des negativen Widerstandes R_N eingezeichnet, den der Generator aufbringen muß, um den resultierenden äußeren Widerstand zu kompensieren.

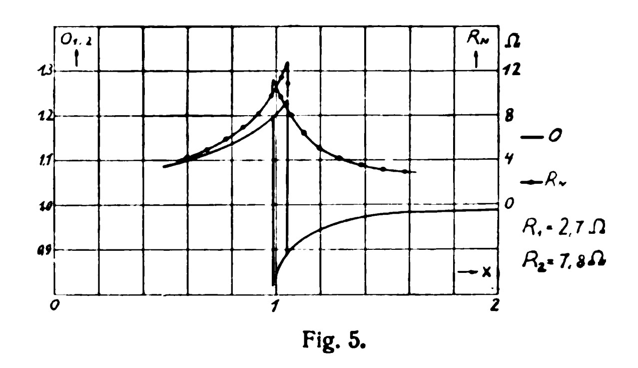


Fig. 5.

R_N ergibt sich aus Gl. (11/12) unter Benutzung des Gleichheitszeichens und Einsetzung von R_N anstelle von $R_{N\,\max}$ zu

$$R_N = \frac{R_2\,L_1}{L_2}\cdot\frac{U_2}{U_1} + R_1; \qquad R_N = \frac{R_2\,L_1}{L_2}\cdot\frac{u_2}{u_1} + R_1.$$

Man erkennt, daß die Zieherscheinungen mit wachsender Sekundärdämpfung undeutlicher werden, wie ja auch aus dem Ausdruck für die kritische Kopplung $k_{kr} = \frac{d_2}{\pi}$ hervorgeht. Um diese Formel nachzuprüfen, wurde für verschiedene Widerstände R_2 und somit Dekremente d_2 die kritische Kopplung, bei der kein Ziehen mehr beobachtet werden kann, empirisch ermittelt und mit dem theoretischen Werte verglichen, wobei sich folgende gute Uebereinstimmung ergab:

R_2	k_{kr} empirisch	k_{kr} theoretisch	Abweichung
Ω	%	%	% des Sollwertes
2,8	0,90	0,95	— 5,2
5,5	2,00	1,90	+ 5,2
6,3	2,60	2,25	+15,5
7,8	3,00	2,82	+ 5,7
10,3	4,00	3,75	+ 6,6
11,9	5,00	4,35	+14,9

Zwecks Nachprüfung der eben erörterten Theorie der Umspringstellen wurde für sämtliche aufgenommene Umspringpunkte der negative Widerstand berechnet, der ja gleich dem maximalen sein muß. Dieser ergibt sich andererseits theoretisch aus Gl. (17) oder empirisch dadurch, daß man bei abgeschaltetem Sekundärkreis R_1 solange vergrößert, bis die Schwingungen aussetzen. Im folgenden sind für die drei verwendeten Bogenspannungen e_0 die Mittelwerte der an den Umspringstellen nach der Ziehtheorie auftretenden negativen Widerstände mit den empirisch gefundenen Werten von $R_{N\max}$ verglichen:

e_0	R_N a. d. Umspringst.	$R_{N\,\max}$	Abweichung
Volt	Ω	Ω	% des Sollwertes
60	9,9	9,5	4
80	12,4	11,5	8
100	13,2	12,6	5

Man sieht, daß die Ergebnisse bis auf wenige Prozent übereinstimmen. Somit ist also die Theorie bewiesen.



Um die Gleichung (15) bzw. (16) zu bestätigen, wurde die dynamische Charakteristik bei bekanntem Belastungswiderstand R mittels des Braunschen Rohres aufgenommen (vgl. Fig. 6 und 7). Da zur Spannungsablenkung nur 60—300 Volt zur Verfügung standen, durfte das Vakuum nicht zu hoch gemacht werden. Die Kurven fielen deshalb nicht übermäßig scharf aus. Man erkennt jedoch deutlich die infolge der Lichtbogenhysterese etwas von Fig. 3 abweichende Gestalt der Charakteristik. Dementsprechend liefert auch Gl. (16) keine genauen Werte, es erfolgte deshalb die Auswertung nach Gl. (15), bei der nur e_b und $J_{eff} = \frac{\bar{J}_\sim}{\sqrt{2}}$ aus dem Diagramm entnommen und e_o am Spannungsmesser abgelesen wurde.

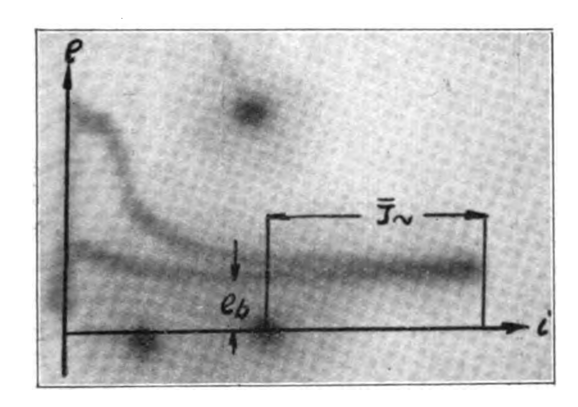


Fig. 6.
$R = 9{,}9\,\Omega$, $e_o = 80$ Volt, $e_b = 60$ Volt, $J_{eff} = 2{,}56$ Amp, $R_N = 10{,}4\,\Omega$

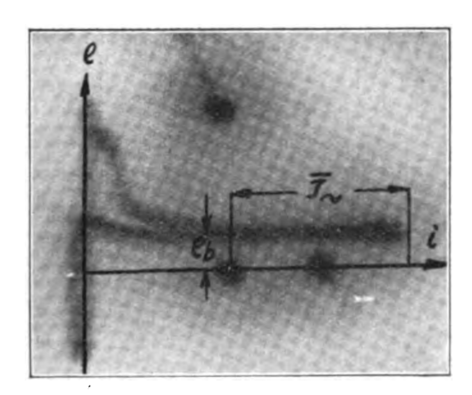


Fig. 7.
$R = 2{,}7\,\Omega$, $e_o = 60$ Volt, $e_b = 54$ Volt, $J_{eff} = 2{,}70$ Amp, $R_N = 2{,}8\,\Omega$

Der ermittelte negative Widerstand stimmt also gut mit dem eingestellten Belastungswiderstand überein. Das Verfahren ist allerdings nicht sehr exakt, da die Spannung e^b während der Brennperiode nicht ganz konstant ist und man infolgedessen gezwungen ist, einen Mittelwert in die Rechnung einzuführen.

Im Gegensatz zu der bis jetzt untersuchten Meßlampe brennt bei den kommerziellen Poulsensendern der Lichtbogen in einem starken Magnetfeld. In diesem Falle gibt es keine scharfe Grenze für das Anwachsen von R_N beim Punkte $e_a = e_b$, Gl. (17) gilt nicht, denn das Magnetfeld bläst den Lichtbogen zwangläufig aus, auch wenn der Strom nicht ganz zu null geworden ist. Man kann also beliebig viel Wirkwiderstand einschalten, ohne daß die Schwingungen aufhören, es wird jedoch bei großem R die Hochfrequenzstromstärke sehr klein und unregelmäßig, so daß praktisch auch da eine Grenze für die Leistungsfähigkeit des Generators gegeben ist. Die charakteristischen scharfen Umspringstellen, die ja durch das begrenzte Anwachsen des negativen Widerstandes bestimmt sind, werden also hier nicht zu erwarten sein. Diesbezügliche Versuche wurden an einem älteren Poulsengenerator, der ungefähr 1 kW Schwingungsenergie liefert, angestellt. In der Tat ließ sich hier keine scharfe Grenze für das Umspringen feststellen. Vielmehr zeigte sich bei Aufnahme der Ziehkurven ein ganz willkürliches Umspringen der Frequenz an den verschiedensten Stellen der Abstimmung, meistens jedoch in unmittelbarer Nähe der Resonanz, also viel früher, als man erwarten sollte. Dieses merkwürdige Verhalten erklärt sich durch das äußerst unruhige Arbeiten des Lichtbogens mit Magnetfeld. Ein Aussetzen der Schwingungen von nur 3—4 Perioden Dauer, das man also am Ueberlagerer oder Schwingungskontroller gar nicht wahrnehmen kann, genügt u. U., um die erregte Frequenz abklingen zu lassen. Beim Wiedereinsetzen erregt sich nun natürlich die Schwingung mit dem kleineren R und man notiert bei der Aufnahme der Kurve fälschlich ein Umspringen. Aus diesem Grunde liegen auch die vermeintlichen Umspringstellen meist in der Nähe der Resonanz, denn schon eine geringe Differenz der wirksamen Widerstände zugunsten der bisher nicht erregten Frequenz genügt, um sie nach dem Aussetzen zum Anschwingen zu bringen. Gelingt es wirklich einmal, die eine Koppelfrequenz weit über die Resonanz hinaus zu ziehen, so liegt das nur daran, daß der Generator einmal ausnahmsweise ruhig gearbeitet hat.

Zusammenfassung.

Es werden die am Lichtbogensender bei fester Antennenkopplung auftretenden Zieherscheinungen mittels der Theorie induktiv gekoppelter Kreise nach Rogowski erklärt. Die gedämpften Funkensender strahlen beide Koppelschwingungen gleichzeitig aus. Bei den ungedämpften selbsterregten Sendern tritt stets nur eine Schwingung auf.

An gewissen Stellen der Abstimmung springen diese Sender von der einen auf die andere Koppelfrequenz. Das Umspringen tritt dann ein, wenn der durch die vorhandene Schwingung im Primärkreis induzierte Wirkwiderstand eine gewisse maximale Größe erreicht hat. Man faßt den Lichtbogensender zweckmäßig als variablen negativen Widerstand auf, der einen bestimmten maximalen Wert nicht überschreiten kann. Wird eine mathematisch bestimmbare kritische Kopplung unterschritten, so ist ein Ziehen der Frequenz nicht mehr wahrzunehmen. Die Zieherscheinungen beim Lichtbogensender stimmen also im Prinzip mit denen beim Röhrensender überein. Die aufgestellte Theorie bestätigt sich bei den am Lichtbogen ohne Magnetfeld vorgenommenen Versuchen im vollen Umfange.

Beim Vorhandensein eines starken transversalen Magnetfeldes läßt sich keine Grenze für das Anwachsen des negativen Widerstandes mehr feststellen. Die trotzdem beobachteten unregelmäßigen Frequenzsprünge erklären sich durch das unvermeidliche Aussetzen und Wiederanschwingen des Lichtbogens unter dem Einflusse des starken Magnetfeldes.

Zum Schluß möchte ich Herrn Prof. Barkhausen für die Anregung zu der vorliegenden Arbeit und für das freundliche Entgegenkommen bei der Ausführung der Versuche meinen herzlichen Dank aussprechen.

(Eingegangen am 30. März 1927.)

Über Modulationslinien beim Röhrensender.

(Auszug aus der Dissertation Halle 1925.)

Von **Wilhelm Siegfried Pforte.**

Der Zweck dieser Untersuchung ist, zu sehen, wie weit eine klangreine Modulation drahtloser Telephoniesender möglich ist. Das geschieht durch Aufnahme von Modulationslinien, d. h. Kurven, die die Abhängigkeit des Schwingungskreisstromes von der Variation eines Schaltelementes anzeigen, z. B. der Gitterspannung, der Rückkopplung u. ä. Man setzt also ein ideales Mikrophon voraus, dessen Wirkungsweise jedesmal durch periodische Variationen des betreffenden Schaltelementes ersetzt wird. Da die Variationen zur Aufnahme der Modulationskurven sehr langsam vor sich gehen, sind diese Kurven statische Modulationsbilder. Diese Kurven unterscheiden sich von den dynamischen Modulationslinien, die auftreten, wenn die Änderungszeiten der Schaltelemente vergleichbar werden mit den An- und Abschwingzeiten des Senders. Diese dynamischen Kurven sind abhängig von der Periodenzahl und Amplitude der Modulierung; es treten also Kurvenscharen mit der Periodenzahl und Amplitude als Parametern auf, die für kleine Frequenzen gegen die statischen Linien limitieren.

Wie muß ein Modulationsbild für gute Übertragung aussehen? Es muß (für eine lineare Transformation) möglichst gradlinig und möglichst steil sein, so daß bei geringer Abszissenvariation große Ordinatenvariationen auftreten.

Der Sender (Fig. 1) war ein induktiv rückgekoppelter Röhrensender. Röhre Telefunken RS 5 (SH 6502); platten-

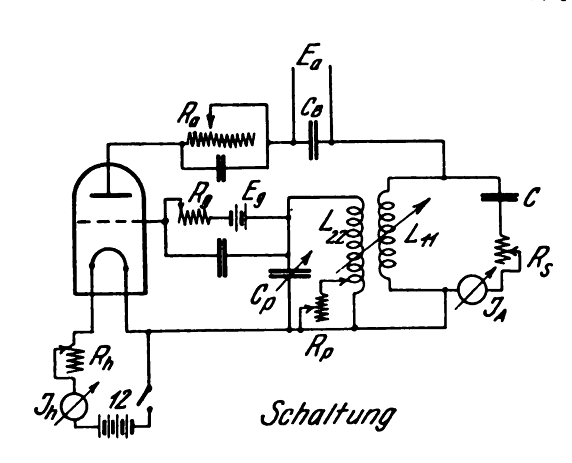


Fig. 1.

förmige Anode; v-förmiger Heizfaden; Steilheit 1,4 mA/V; Heizung 2,84 Amp.; Anodenspannung 440 V; Schwingungskreis $L = 139000$ cm, $C = 12470$ cm, $\lambda = 2600$ m.

Es werden nun die Modulationslinien dieses Senders untersucht: nacheinander wurden Heizkreis, Anodenkreis und Gitterkreis variiert.

Das Modulationsbild des Heizstromes, also

$$I_A = f(I_h)_{E_g}$$

zeigt Fig. 2. Als Parameter ist die Gittervorspannung gewählt. Auf die Veränderung des Heizstromes eine Telephoniemethode aufzubauen, hat wohl wenig Wert wegen der thermischen Trägheit des Glühfadens. Für einen Tonsender mit Fremdsteuerung hätte diese Methode vielleicht eine Bedeutung (aber durch eine Nebenwirkung), wie Mauz angibt[1]).

[1]) ds. Jahrb. **21**, S. 9, 1923.

Die gebräuchlichsten Sendemethoden bedienen sich des Gitters als Modulationsorgan. Schon die historisch älteste

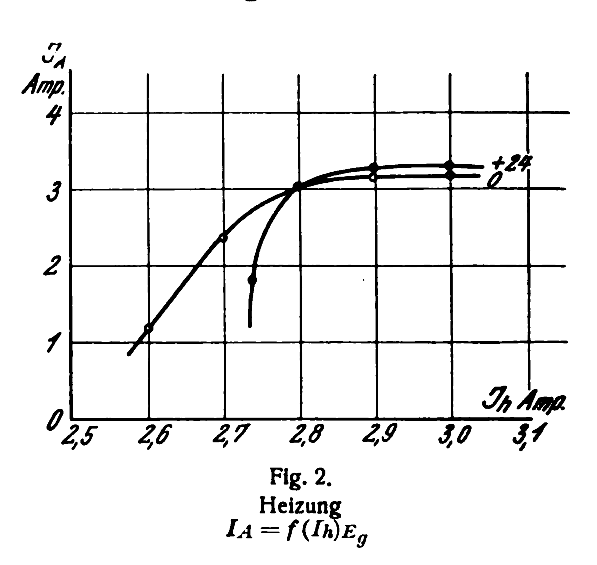


Fig. 2.
Heizung
$I_A = f(I_h)_{E_g}$

drahtlose Telephonie war eine Gittertelephonie, nämlich die Gitterspannungstelephonie. Im Gitterkreis liegt die Sekundärseite eines Transformators, dessen Primärseite von den Mikrophonströmen durchflossen wird. Die sekundärseitig erzeugten Wechselspannungen wirken wie Gittervorspannungen. Für die hochfrequenten Gitterwechselströme ist der Transformator durch eine Kapazität überbrückt. Ihre Größe ist wichtig für die Reinheit der Übertragung; denn sie muß für die hochfrequenten Spannungen als kleiner Widerstand, für die mittleren Sprechfrequenzen aber als hoher Widerstand gelten. Den Zusammenhang zwischen der Antennenstromstärke und der Größe dieser Kapazität gibt Fig. 3. Als Parameter ist die Rückkopp-

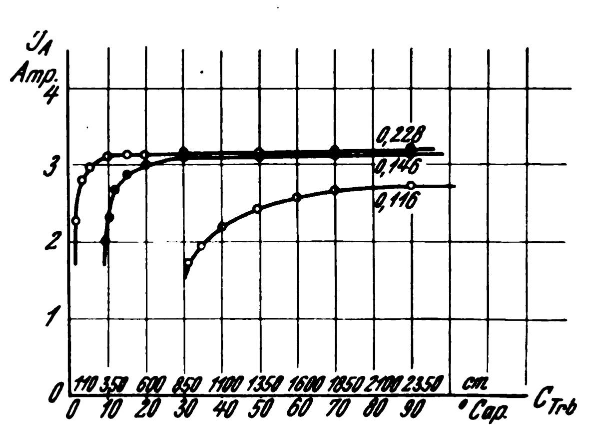


Fig. 3.
Gittertransformator-Brückkondensator
$I_A = f(C_{Trb})_k$

lung aufgetragen. Mit loser werdender Rückkopplung verschwindet allmählich die scharfe Knickform, die für die Einstellung günstig ist. Es ist hier also feste Kopplung erwünscht. Mittels eines Kondensatormikrophones könnte diese Anordnung zum Telephonieren benutzt werden, da die Kurve stückweise sehr steil und gradlinig ist. Dieser Gittertransformator zusammen mit der Kapazität bildet aber einen Schwingungskreis, der leicht selbst ins



Schwingen kommen kann und dann Störerscheinungen hervorruft. Das tritt besonders bei hohen Vorspannungen auf. Dieser Aufbau kann ja als Sender in Huth-Kühnscher Schaltung aufgefaßt werden. Wird der Kreis aus Transformator und Kapazität primär durch eine Mikrophonschwingung erregt, so können so starke Rückwirkungen dieses Schwingungskreises auftreten, daß die eigentlich primäre Kurvenform völlig zerstört wird. Das zeigt sich gut an oszillographischen Aufnahmen.

Es handelte sich jetzt um die Gitterspannungstelephonie. Das für sie charakteristische Modulationsbild ist der funktionale Zusammenhang zwischen Antennenstrom und Gitterspannung:

$$I_A = f(E_g)_k$$

Als Parameter ist die Rückkopplung gebraucht (Fig. 4). Liegt der Arbeitspunkt in der Mitte der Röhren-

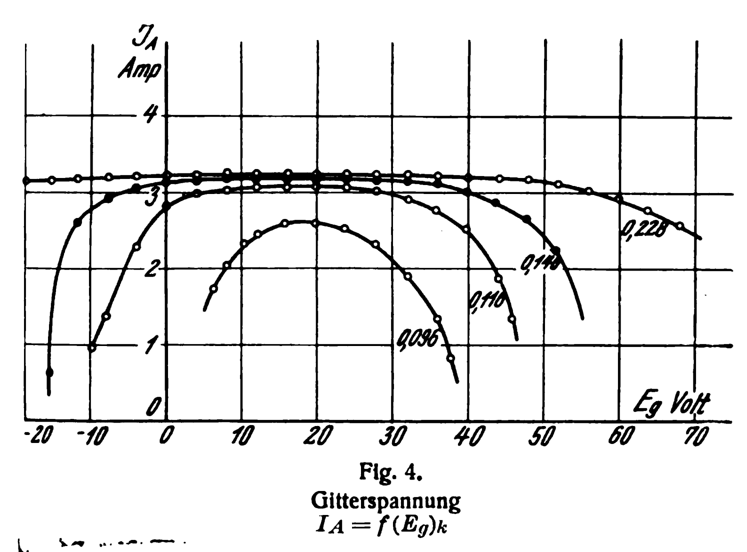


Fig. 4.
Gitterspannung
$I_A = f(E_g)_k$

charakteristik, deren größte Steilheit etwa bei +20 Volt liegt, so tritt bei kleinen Änderungen von E_g nur eine minimale Modulation auf. Bei großen periodischen Änderungen entsteht eine Verdopplung der Änderungsperiode, wie sie schon von J. Zenneck und E. Mauz[2]), sowie von K. Matthies[3]) beobachtet wurde, die gerade diesen Typ des Röhrensenders untersuchten (von K. Matthies „Bimodulation" genannt). Mit loser werdender Rückkopplung tritt diese Erscheinung leichter auf, wie aus den Kurven folgt. Die Enden dieser Kurven fallen schon in die Reißgebiete (H. Rukop[4]); links und rechts der Kurvenschar liegen die Reißgebiete. Das sind also Irregularitätsgebiete, wo Pendelungen und Sprünge auftreten können. Diese Stellen sind für Telephonie nicht zu gebrauchen. Für reine Übertragung braucht man eine steile und gradlinige Kurve; wie man aus der Fig. 4 sieht, würde ein Stück einer dieser Kurven den Anforderungen genügen. Die Form dieser Modulationslinie läßt sich theoretisch berechnen; sie hängt zusammen mit der Differentialkurve der Kennlinie.

In dem eben beschriebenen Verfahren der Modulation, der Gitterspannungstelephonie, wurde die Variation des Antennenstromes durch zusätzliche Spannungen hervorgebracht. Nun kann auch der Gitterstrom (und zwar der Gittergleichstrom) variiert werden durch Widerstände[5]).

[2]) ds. Jahrb. **19**, S. 265, 1922.

[3]) Dissertation Halle 1923.

[4]) Telefunkenzeitung **4**, S. 31 ff., 1923, Heft 31.

[5]) Vergl. auch die seit Fertigstellung dieser Dissertation erschienene Arbeit von **Lubszynski** ds. Jahrb. **27**, S. 33, 1926.

Für die hochfrequenten Wechselströme ist der Widerstand durch eine Kapazität überbrückt. Die hier in Betracht kommenden Modulationsbilder

$$I_A = f(R_g)_{k,\,E_g}$$

sind in Fig. 5 dargestellt. Als Parameter ist die Rückkopplung und die Gittervorspannung gebraucht. Es wur-

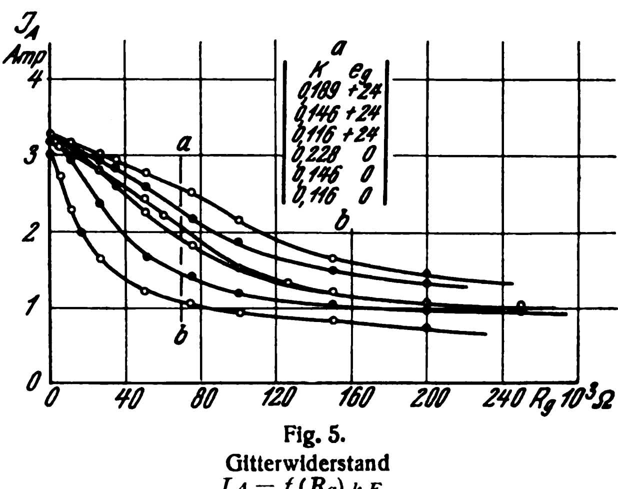


Fig. 5.
Gitterwiderstand
$I_A = f(R_g)_{k\,E_g}$

den Graphitoberflächenwiderstände benutzt; der Brückkondensator hatte 3900 cm Kapazität. An der Stelle des Widerstandes kann man als Besprechungsorgan eine Röhre anwenden, deren Gitter durch ein Mikrophon mit Transformator gesteuert würde. Dieser Sendertyp ist jetzt viel in praktischer Verwendung. Ebenfalls läßt sich ein hochohmiges Mikrophon gebrauchen. Die Modulationslinien sind teilweise sehr gradlinig, allerdings nicht sehr steil. Bei dieser Schaltung können Störschwingungen nicht eigentlich auftreten; dagegen können Pendelerscheinungen vorkommen, die ja gerade entstehen, wenn im Gitterkreis eine Parallelschaltung von Widerstand und Kapazität liegt.

Eine andere Möglichkeit der Änderung der Antennenstromstärke liegt in der Variation der Rückkopplung. Hier

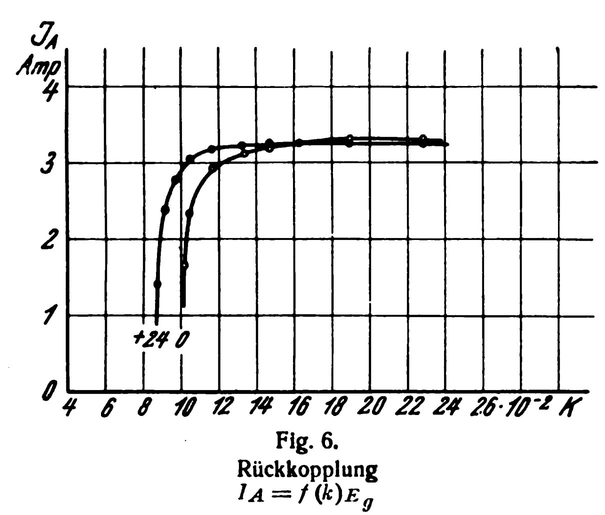


Fig. 6.
Rückkopplung
$I_A = f(k)_{E_g}$

wurden drei Wege eingeschlagen: 1. Änderung der geometrischen Lage der induzierenden Spulen (also etwa der Spulenentfernung), 2. Rückkopplungsschluß (ein Teil der Rückkopplungsspule wird ohmisch geschlossen), 3. Resonanzeinstellung mit abgestimmtem Gitterkreis. Zuerst wird die erste Methode behandelt. Das Modulationsbild

$$I_A = f(k)_{E_g}$$

zeigt Fig. 6. k ist der Kopplungsfaktor; in diesem Falle

ist, da $L_{11} = L_{22}$, $k = \frac{L_{12}}{L_{11}}$. Als Parameter fungiert die Vorspannung. Man erhält hier Kurven, die eine scharfe Knickform zeigen. Die Form läßt sich aus der Arbeitskennlinie und der Gitterwechselspannung erklären.

Eine andere Möglichkeit der Rückkopplungsänderung besteht in der mehr oder weniger starken Belastung der Sekundärseite des Rückkopplungstransformators; d. h. die Gitterkopplungsspule wird zum Teil über einen Widerstand geschlossen. Es wird nun, bei Konstanthaltung der übrigen Faktoren, dieser Widerstand variiert und die funktionale Beziehung zwischen R_p und dem Antennenstrom J_A gezeichnet. Das zeigt Fig. 7. Als Parameter ist die Zahl n

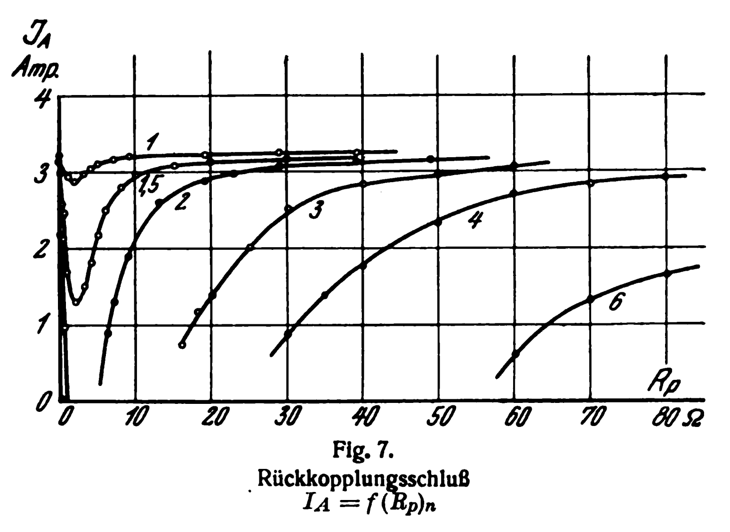


Fig. 7.
Rückkopplungsschluß
$I_A = f(R_p)_n$

der abgegriffenen Windungen angegeben (die Gesamtzahl betrug 24 Windungen). Die Kurven haben ein höchst bemerkenswertes Aussehen. Sehr charakteristisch ist die Kurve für 1½ (auf der Gitterspule abgegriffenen) Windungen. Mit kleiner werdendem Widerstand fällt die Kurve erst sehr langsam, dann von etwa 10 Ω an schneller bis zu einem Minimum bei etwa 2 Ω. Darauf steigt die Kurve schnell wieder bis fast zu ihrem alten Werte an. (Diese Form der Kurve ergibt sich auch aus theoretischen Betrachtungen.) Es wurde ein induktionsfreier Widerstand benutzt. Für Telephonie sind diese Kurven wegen ihrer Krümmung nicht sehr geeignet; dagegen könnte hierauf eine Methode für Frequenzverdopplung gegründet werden. Wird der Widerstand um einen bestimmten Wert periodisch geändert, so ändert sich I_a ebenfalls periodisch, aber mit der doppelten Frequenz, wie aus der Fig. 8 hervorgeht.

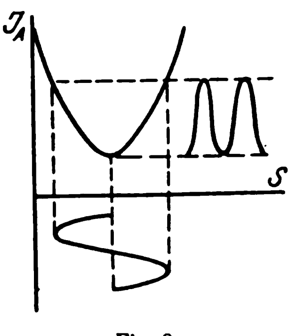


Fig. 8

Es läßt sich allgemein der Satz aufstellen: ein Strom- oder Spannungsdiagramm (es hat also als Ordinate den Strom oder die Spannung und als Abszisse ein beliebiges Element), das ein Maximum oder Minimum besitzt, kann bei periodischer Variation der Abszisse eine Frequenzverdopplung ergeben. Das wurde schon bei der Behandlung der Gitterspannungstelephonie erwähnt. (Bimodulation.)

Die dritte Art der Rückkopplungsänderung geschieht durch Resonanzeinstellen des Gitterkreises mittels eines der Rückkopplungsspule parallel geschalteten Kondensators. Es ist denkbar, daß man in diesem Falle auch bei sehr großer Entfernung der Koppelspulen noch starke Schwingungen im Kreise erhält; denn durch Resonanz wird eine Spannungserhöhung auftreten. Das hierher gehörige Modulationsbild

$$I_A = f(C_p)_k$$

zeigt Fig. 9. Die Kurven müssen etwa wie Resonanzkurven

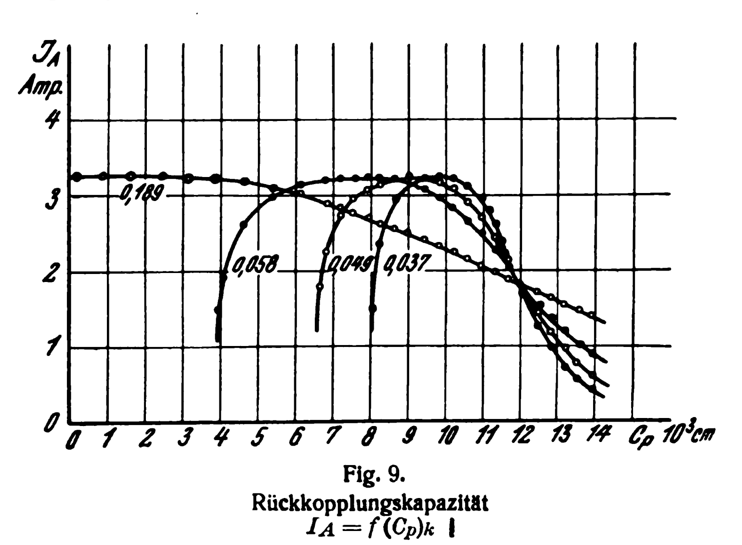


Fig. 9.
Rückkopplungskapazität
$I_A = f(C_p)_k$

aussehen. — Diese Form haben einige Kurven. Ist die Rückkopplung so klein, daß nur mit Parallelkapazität Schwingungen auftreten, so hat die Kurve den Charakter einer Resonanzkurve mit links (nach kleineren Kapazitäten hin) steiler abfallendem Ast. Ist die Rückkopplung ohne Parallelkondensator so stark, daß Schwingungen auftreten, so tritt nach Anbringung des Kondensators bei Variation von großen nach kleinen Werten folgendes ein: Der Hochfrequenzstrom wächst fast linear, von einem gewissen Werte an bleibt er dann konstant. Eigenartig ist der Büschelpunkt bei 12000 cm Kapazität; das ist nahezu die Resonanzkapazität. Es herrscht dort also bei allen Rück-

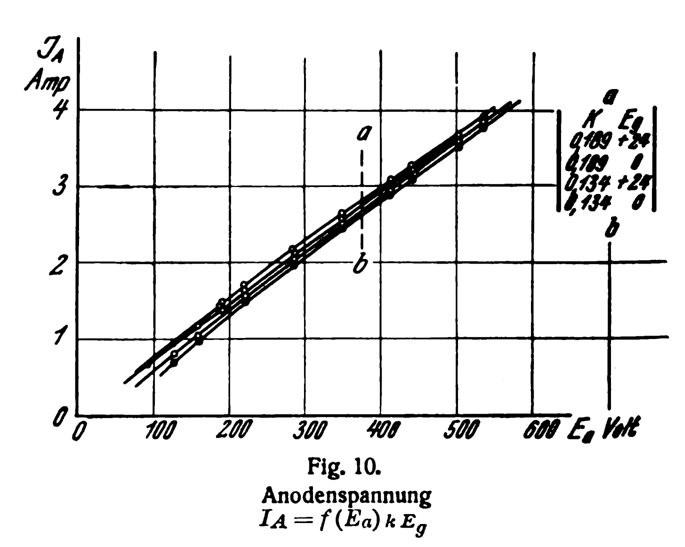


Fig. 10.
Anodenspannung
$I_A = f(E_a)_{k\,E_g}$

kopplungen dieselbe Stromstärke im Schwingungskreis. Für Telephonie sind einige Kurven gut zu gebrauchen. Je



schwächer die Rückkopplung, um so steiler sind die Kurven. Bei ungünstiger Lage des Arbeitspunktes, bei schwacher Rückkopplung und großen Variationen könnte auch hier Bimodulation auftreten. Dieser Sender ist gewissermaßen doppelt erregt: erstens induktiv, zweitens kapazitiv analog dem Huth-Kühnschen Sender durch die Röhrenkapazität. Das Maximum dieser „Resonanzkurven" liegt nicht bei der eigentlichen Resonanzkapazität, sondern schon bei kleineren Werten, abhängig vom Kopplungsgrade.

Es sollen nun die Änderungen im Anodenkreise betrachtet werden. Zunächst die Variation der Anodenspannung:

$$I_A = f(E_a)_{k,\,E_g}.$$

Das Diagramm zeigt Fig. 10. Als Parameter sind die Gittervorspannung und die Kopplung angegeben. Die Kurvenschar zeigt eine außerordentlich große Güte; die Wirkung der Rückkopplung und der Gittervorspannung ist hier sehr gering. Diese Kurve ist die für Telephonie günstigste in dem hier betrachteten Gebiete. In den Anodenkreis könnte ein Transformator gelegt werden, der die Sprechströme auf den Anodenkreis überträgt, nur müßte dann die primäre Leistung sehr groß sein. Eine andere Methode ist von Kühn angegeben worden[6]), nämlich Parallelschaltung einer Hilfsröhre zu der eigentlichen Senderöhre. Die beiden Röhren haben dieselbe Anodengleichspannung.

Eine zweite Methode bezieht sich auf die Variation des Anodenstromes durch Widerstände, die in den Anodenkreis geschaltet sind.

$$I_A = f(R_a)_k$$

Die graphische Darstellung zeigt Fig. 11. Der Einfluß

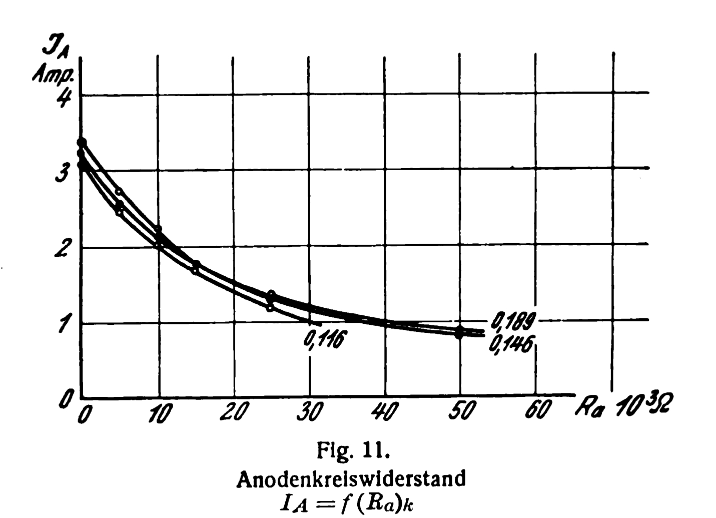


Fig. 11.
Anodenkreiswiderstand
$I_A = f(R_a)_k$

der Rückkopplung ist hier ebenfalls sehr gering. Der Widerstand war wieder von einem Kondensator überbrückt. Ähnlich wie bei der Gitterwiderstandstelephonie läßt sich als Besprechungsorgan eine Röhre anwenden; diese müßte dann eine sehr hohe Anodenspannung haben; das ist aber technisch ungünstiger als der hohe Strom, der bei der vorigen Methode gebraucht wird.

[6]) Z. f. techn. Physik 3, S. 116, 1922.

Die historisch älteste Methode ist die der Änderung des Widerstandes der Antenne (also hier des Zwischenkreises).

$$I_A = f(R_s)_k$$

Das Diagramm zeigt Fig. 12; Parameter ist die Rück-

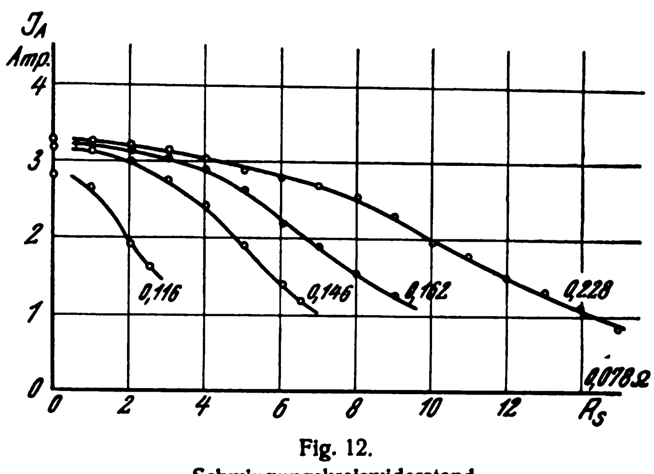


Fig. 12.
Schwingungskreiswiderstand
$I_A = f(R_s)_k$

kopplung. Die benutzten Widerstände waren sehr klein. Die erhaltenen Kurven haben Wendepunkte, ihre Steilheit wird mit größer werdender Kopplung kleiner. Als Ruhepunkt muß man den Wendepunkt einer solchen Kurve wählen. Diese Methode ist jedenfalls sehr einfach und betriebssicher, wenn das Mikrophon nur kleine Leistungen aufnehmen muß.

Ein Teil der hier wiedergegebenen Modulationslinien wurde auch an einem Sender von 1000 m Wellenlänge aufgenommen. Es zeigten sich im Prinzip dieselben Bilder. Daneben wurden einige dieser Modulationsverfahren mit Audion und Detektor untersucht, um die Wirkung auszuprobieren.

Die bei nichtlinearen Modulationsbildern auftretenden Oberwellen lassen sich leicht finden, wenn der Antennenstrom als rationale Funktion eines Schaltelementes angesetzt wird; diese Berechnung gilt nur für langsame Variationen.

Zusammenfassung.

Die statischen Modulationslinien des Röhrensenders werden behandelt. (Modulationslinien sind Kurven, die die Abhängigkeit des Antennen- oder Schwingungskreisstromes von der Variation einzelner Schaltelemente darstellen.) Die Modulationslinien aus dem Heizkreis, dem Gitterkreis (Gitterspannung, Gitterwiderstand, Rückkopplung, Rückkopplungskondensator, Rückkopplungsparallelwiderstand) und dem Anodenkreis (Anodenspannung, Anodenwiderstand und Schwingungskreiswiderstand) werden aufgenommen, meist mit zwei Parametern, der Rückkopplung und der Gittervorspannung. Die Wichtigkeit einzelner Schaltelemente wird dargetan.

Laboratorium für angew. Physik und Physikal. Institut Halle.
W.-S. 1924/25.

(Eingegangen am 26. März 1927.)

Über den Formierungsprozeß in Oxydkathodenröhren.

Von **Friedrich Detels**, Hamburg.*)

Übersicht.

1. Frühere Arbeiten über das Problem.

Mit der raschen Entwicklung der drahtlosen Telegraphie und Telephonie sind als unentbehrliches Hilfsmittel die Elektronenröhren dauernd verbessert worden. Ursprünglich hatten die Röhren Fäden aus reinem Wolframdraht; dieser hat bei sehr hohen Temperaturen und dementsprechend hoher Heizleistung nur geringe Emission.

Als erste Verbesserung kamen nun die Thordrähte auf. Diese sind genau von Langmuir (Phys. Rev. **20,** S. 107, 1922 und Phys. Rev. **22,** S. 357, 1923) und Kingdon (Phys. Rev. **23,** S. 774, 1924 und Phys. Rev. **24,** S. 510, 1924) untersucht und in ihrer Wirkungsweise völlig aufgeklärt worden. Die Herstellung, die kurz angedeutet sei, ist folgende: Der Wolframfaden mit 1—1,5% Thoroxyd wird „formiert", d. h. auf etwa 3000° erhitzt; dann findet Zersetzung statt in Thor und Sauerstoff, der wahrscheinlich als Wolframsäure verdampft. Das Thormetall diffundiert heraus und bedeckt zunehmend die Oberfläche. Der Sättigungsstrom J_s in Abhängigkeit von der Temperatur wird durch die Richardsonsche Gleichung:

$$J_s = A\sqrt{T}\,e^{-b/T}$$

oder durch die Davissonsche Gleichung:

$$J_s = A\,T^2\,e^{-b/T}$$

dargestellt.

Hierin bedeuten:

T = absolute Temperatur.
A = Konstante; Emissionsfähigkeit.
$b = \frac{\varepsilon\Phi}{K}$ = Austrittsarbeit in ° C.
ε = Elementarladung.
K = Gaskonstante.
Φ = Austrittsarbeit in Volt.

Langmuir fand nun, daß sich der Sättigungsstrom ändert mit der Dauer der Formierung. Seine Größe hängt offenbar von der prozentischen Bedeckung ϑ der Glühdrahtoberfläche mit Thor ab. Wenn einzelne Flächenstücke vollbedeckt, einzelne leer sind, so gilt

$$J_s = J_{s_{Thor}} \cdot \vartheta + J_{s_{Wo}} (1 - \vartheta)$$

Wenn aber die Verteilung molekular fein ist, indessen so, daß zwischen den Thoratomen noch freie Wolframoberfläche bleibt, so kommt man mit diesem Ansatz nicht weiter. Man kann dann aber die Austrittsarbeit Φ ansetzen:

$$\Phi = \vartheta \cdot \Phi_{Th} + (1 - \vartheta)\,\Phi_{Wo}.$$

Die Messung der Austrittsarbeit Φ gestattet, ϑ zu berechnen, da Φ_{Th} (Austrittsarbeit des Thors) und Φ_{Wo} (Austrittsarbeit des Wolframs) bekannt sind. Die Formierung oder Activierung des Thorfadens erfolgt nach folgender Vorstellung: Thor diffundiert mit einer bestimmten, von der Temperatur abhängigen Geschwindigkeit G (G in Grammolen, die pro cm² Oberfläche in der Sekunde heraustreten). Kommt ein Thoratom von innen an eine Stelle der Oberfläche, wo schon eins sitzt, so hebt es das dort sitzende Atom ab; kommt es an unbedeckte Stellen, so erhöht es die Bedeckung. Also ist die Aenderung der Bedeckung mit der Zeit $\frac{d\vartheta}{dt} = G(1-\vartheta)$. Diese Gleichung reguliert den Formierungsprozeß. (Vergl. Fig. 1.) Bei hohen Temperaturen

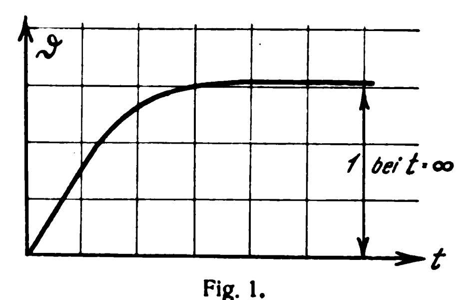


Fig. 1.
Formierung des Thorfadens.

kommt noch eine Verdampfung E der Thoratome hinzu. (E ebenfalls in Mol pro cm² u. sec.) Dann ist die Aenderung der Bedeckung

$$\frac{d\vartheta}{dt} = G(1-\vartheta) - E\cdot\vartheta. \quad \text{Für } t = \infty, \text{ d. h. } \frac{d\vartheta}{dt} = 0 \quad \text{wird}$$

$$0 = G - (G+E)\,\vartheta \qquad \text{oder} \qquad \vartheta_\infty = \frac{G}{G+E} \quad \text{d. h.}$$

es wird die volle Bedeckung der Oberfläche des Fadens mit Thoratomen nicht mehr erreicht. Auf Einzelheiten, wie z. B. auf den Ansatz

$$E = E_0 + \vartheta E_1 + \vartheta^2 E_2 + \ldots$$

und auf die Temperaturabhängigkeit von E und G sei hier nicht näher eingegangen.

Eine weitere Verbesserung bildet der Oxyddraht. Dieser ist von Wehnelt erfunden, der bemerkte, daß Calciumoxyde und überhaupt die Salze der alkalischen Erden, auf einen metallischen Faden gebracht und als Glühkathode benutzt, die Eigenschaft haben, bei niedriger Temperatur Elektronen zu emittieren. Amerikanische Forscher benutzen hauptsächlich Bariumoxyd und Barium-Strontiumoxyd-Mischungen zu ihren „oxydcoated filaments", für deren Herstellung sie verschiedene Vorschriften geben, z. B. „sixteen times applicated". Die Wirkungsweise der Oxydschicht ist aber nicht recht klar. In älteren deutschen Arbeiten über diese Frage sind zwei Ansichten vertreten.

1. Das Oxyd zersetzt sich in Calcium und Sauerstoff, die sich sofort wieder zu Calciumoxyd vereinigen, wobei Elektronen emittiert werden. Da diese Rückbildung zu Calciumoxyd nicht quantitativ erfolgt, so braucht das Oxyd sich auf. Es findet elektrolytische Leitung statt, wodurch Ansätze einer Calciumlegierung mit der Platinseele des Fadens entstehen.
   Fredenhagen, Phys. Zeitschrift, Bd. **15,** S. 21, 1914.
   Gehrts, Berichte der Deutschen Phys. Gesellschaft **15,** S. 1046, 1913.

*) Aus dem Institut für angewandte Physik.

2. Das Oxyd leitet metallisch ohne Zersetzung und emittiert wie ein Metall, nur mit geringerer Austrittsarbeit, welche unabhängig von der Trägersubstanz ist. Allerdings wird eine Gasabgabe bemerkt, die aber nicht mit der Emission im Zusammenhang stehen soll.

Deininger, Annalen d. Phys. **25**, S. 285, 1908.

Germershausen, Annalen d. Phys. **51**, S. 705 u. 847, 1916.

Frank Horton, Phil. Mag. **28**, S. 244, 1914; Phil. Transaction, A **207**, S. 149, 1908.

Horton untersuchte Calciummetall als Kathode und fand geringe Emission. Er maß die Konstanten der Richardson-Gleichung und fand geringes A und Φ. Dann oxydierte er das Calcium und konstatierte hohe Emission, großes A und Φ. Die Oxydwirksamkeit wurde als unabhängig von der Unterlage nachgewiesen. Die chemische Reaktion von Calcium und Sauerstoff allein ohne Erhitzung lieferte keine Emission von Elektronen.

Neuere Arbeiten von Forschern, namentlich in Amerika, untersuchen Bariumoxyd und Strontiumoxyd.

Davisson und Pidgeon, Phys. Rev. **15**, S. 553, 1920, untersuchen dünne Schichten, die durch Verdampfen auf einem Wolframfaden hergestellt wurden und zeigen deren Wirksamkeit.

Davisson und Germer, Phys. Rev. **21**, S. 208, 1923, finden Aenderungen von A und Φ bei Temperaturänderungen. Sie bestimmen Φ aus der Richardson-Gleichung und aus der Abkühlung durch die Emission.

Arnold, Phys. Rev. **16**, S. 70, 1920 bestimmt dieselben Größen der Richardson-Gleichung für Oxydfäden.

Koller, Phys. Rev. **25**, S. 246, 1925 und Phys. Rev. **25**, S. 671, 1925, mißt nach der Formel von Davisson und findet:

$$A = 1{,}07 \cdot 10^{-3}\ \mathrm{Amp/cm^2\,{}^\circ C^2} \qquad b = 12100\,{}^\circ\mathrm{C}$$

Bei Einwirkung von Sauerstoff tritt starkes Anwachsen beider Größen auf

$$A = 4{,}27 \cdot 10^{+3}\ \mathrm{Amp/cm^2\,{}^\circ C^2} \qquad b = 35900\,{}^\circ\mathrm{C}$$

wobei die Emission sinkt. Durch Abpumpen von Sauerstoff gelingt es, wieder die alten Werte beider Größen zu erzielen. Koller vermutet einen Metallfilm auf der Trägersubstanz, der durch Oxydation und Verdampfen verdorben werden kann. Seine Vermutung lehnt sich an die Vorstellung beim Thor, wo Dushman (Phys. Rev. **23**, S. 156, 1924) die Aenderung der Größe A, je nach der Thoriumbedeckung beobachtete. Dasselbe fand Kingdon für Caesium-Bedeckung.

Barton, Phys. Rev. **26**, S. 360, 1925, findet mit dem Massenspektrographen Gegenwart von Sauerstoffionen, die aus dem Oxydüberzug stammen. Infolgedessen verschwindet das Oxyd allmählich.

2. Der Formierungsprozeß.

Bevor noch diese Arbeiten erschienen, fand ich im Herbst 1923 bei der Herstellung von Oxydfäden folgendes Verhalten:

Wenn man einen Glühfaden (Platindraht) mit einem Ueberzug von Oxyd oder einem Gemisch von Oxyden versehen und diesen, umgeben von Gitter und Anode, an einem Pumpaggregat auf Hochvakuum gebracht hat und jetzt die Röhre in Betrieb nimmt, so emittiert der Faden zunächst praktisch gar nicht. Er zeigt natürlich die Emission des reinen Platins, welche aber sehr klein ist. Die Emission setzt erst allmählich ein und steigt dann rasch zu sehr großen Werten an (200 mA), wobei ein Gas entweicht, welches unter der Wirkung des Elektronenstoßes blau aufleuchtet. Dieses Leuchten, das zuerst graublau aussieht, erfüllt den ganzen Raum der Birne und kriecht erst allmählich, nach einiger Zeit fortgesetzten Pumpens, zurück bis an die Anode, welche unterdessen durch Elektronenbombardement zur Glut gekommen ist. Die Anodenspannung beträgt ungefähr 150 Volt. Mitunter steigt der Anodenstrom stark an; dabei tritt starkes und räumlich ausgedehntes Leuchten auf. Man erkennt hellglühende Punkte auf dem Glühdraht. Wenn man die Anodenspannung abschaltet und pumpt, verschwindet die Erscheinung rasch. Ich führe diesen Vorgang zurück auf das Entstehen größerer Gasmengen, Zusammenziehen der Elektronenentladung zur Lichtbogenbildung, die von einem kleinen hellglühenden Krater ausgeht, und dadurch bedingtes Verdampfen bzw. Zersetzen des Oxydes und nannte ihn „Gasausbruch". Diese Gasausbrüche führen leicht zur Zerstörung des Fadens. Um diese unangenehmen Erscheinungen zu verhindern, wurde ein Silitwiderstand in den Anodenkreis eingeschaltet, der den Strom selbsttätig reguliert. Sobald der Strom steigt, wird der Spannungsabfall in ihm größer, d. h. der Strom wird abgedrosselt. Nach zweistündigem weiteren Pumpen wird das Gas auch innerhalb der Anode geringer, ist aber bei hellglühendem Faden noch deutlich zu sehen, und zwar sieht es jetzt ganz dunkelkornblumenblau aus. Es verschwindet fast ganz, wenn man mit der Fadentemperatur heruntergeht auf gute Rotglut, wobei man bemerkt, daß der Faden nun bis 5 mA Emissionsstrom liefert, was er vorher bei dieser Glut nicht tat. Der Faden hat sich also verändert; dieser Vorgang soll mit „Formierungsprozeß" bezeichnet werden. Man kann diesen Prozeß nun viele Stunden fortsetzen, wobei zu bemerken ist, daß jedesmal, wenn der Faden wieder hochgeheizt und Spannung an die Anode gelegt wird, das kornblumenblauleuchtende Gas innerhalb der Anode, welche zur Glut kommt, sofort wieder auftritt.

Um nun die Veränderung des Fadens zu untersuchen, die durch den Formierungsprozeß offenbar hervorgerufen wird, muß man drei Wege beschreiten:

die mikroskopische Untersuchung,
die chemische Untersuchung,
die Untersuchung der elektrischen Eigenschaften.

Für die letzteren steht die Davissonformel für den Sättigungsstrom J_s zur Verfügung.

$$J_s = A T^2 e^{-\frac{\varepsilon \Phi}{K T}}$$

worin bedeutet:

Φ die Austrittsarbeit eines Elektrons bei $T = 0°$,
T die absolute Temperatur,
A die Emissionsfähigkeit der Oberfläche des Fadens,
ε die Elementarladung,
K die Gaskonstante.

$\frac{\varepsilon}{K}$ ist konstant, es könnten sich also im Verlaufe des Formierungsprozesses nur Φ und A ändern, womit auch das Entweichen des Gases im Zusammenhang stehen wird.

3. Nachweis der Zersetzung des Oxydes.

Die äußerliche Begleiterscheinung der Veränderung des Glühfadens ist das Entweichen des Gases. Dieses wird vermutlich zur Hauptsache aus der Oxydschicht des Fadens hervorbrechen; es ist aber bekannt, daß auch die Anode, wenn sie zur Glut kommt, Gas liefert, welches blau leuchtet. Um hier klar zu sehen, wurden die Metallteile der Röhre während des Pumpens im Schwingungskreis unter Hochvakuum entgast, und dann der Faden erst in Betrieb

genommen. Trotzdem traten die blauen Gaswolken auf. Das Gas kommt also aus der Oxydschicht. Um es näher zu untersuchen, muß es in ein Geißlerrohr gepumpt werden, worin es mit dem Spektralapparat geprüft werden kann. Das Pumpaggregat blieb dasselbe, nur wurde zwischen die beiden Quecksilberpumpen das Geißlerrohr angesetzt, mit einer Quecksilberfalle davor (Fig. 2). Diese Quecksilber-

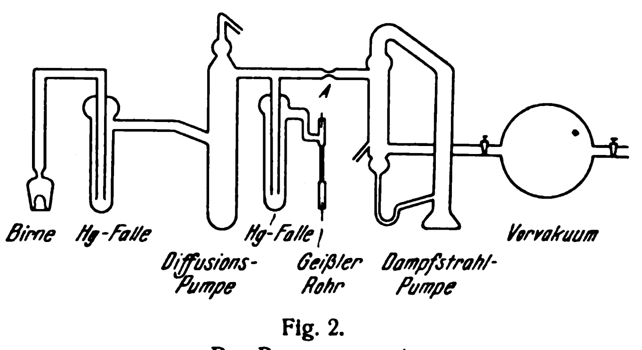


Fig. 2.
Das Pumpaggregrat.

falle, die mit flüssiger Luft gekühlt wurde, sollte verhindern, daß der Quecksilberdampf aus der Pumpe in das Geißlerrohr eindränge. Außerdem wurde vor der Mittelpumpe eine verengte Stelle A angebracht, so daß man das Glasrohr dort abschmelzen konnte. Eine weitere Quecksilberfalle, die auch mit flüssiger Luft gekühlt wurde, saß kurz hinter der Oxydröhre.

Nachdem die Oxydröhre angesetzt und beide Quecksilberfallen mit flüssiger Luft beschickt waren, wurde das ganze Aggregat auf Hochvakuum gebracht. Darauf wurden mit Hilfe des Schwingungskreises sämtliche Metallteile sowohl die der Glühkathodenröhre, als auch die der Geißlerröhre entgast. Ferner wurden im elektrischen Ofen die Glaswände beider Röhren erhitzt und entgast. Nun wurde bei A das Glasrohr, das die beiden Quecksilberpumpen miteinander verbindet, zugeschmolzen, so daß nur noch die Diffusionspumpe allein weiter arbeitete. Nach 15 Minuten war im Geißlerrohr, das mit einem Funkeninduktor betrieben wurde, noch nichts zu sehen, ein Zeichen dafür, daß der Dampf der Quecksilberpumpe nicht durchschlagen konnte. Nunmehr wurde der Oxydfaden geheizt und Spannung an die Anode gelegt. Nach wenigen Minuten erfüllte das Gas den ganzen Glaskolben der Birne, und gleichzeitig trat im Geißlerrohr ein intensives blaues Leuchten ein, worauf das Rohr sofort abgeschmolzen wurde. Das Spektrum dieses Geißlerrohres stimmt mit dem einer Sauerstoffröhre in allen Linien scharf überein. Das aus der Oxydkathodenröhre entweichende Gas ist also Sauerstoff.[1])

Dies Ergebnis wurde durch mehrere Kontrollversuche bestätigt. In der Geißlerröhre befindet sich das graublauleuchtende Gas. Betrachtet man das später auftretende dunkelkornblumenblaue, leuchtende Gas innerhalb der Anode mit dem Spektralapparat, so erkennt man Linien, die charakteristisch sind für die Metalle, die durch Zersetzung des Oxydes entstehen müssen. (Eine gelbe Linie für Barium und eine violette Linie für Strontium.)

Will man diesen Befund erklären, so kann es nicht anders sein, als daß das Oxyd auf der Metallseele in der Hitze und durch das Hindurchtreten von Elektronen reduziert wird. Wenn das der Fall ist, so müßte man durch beharrliches Pumpen alles Oxyd reduzieren können, und das blanke Metall müßte auf dem Faden zurückbleiben, den man untersuchen könnte. Es wurde zu diesem Zwecke ein Platinband dünn mit weißem Oxyd bestrichen. Unter dem Mikroskop erkennt man, daß der Ueberzug keineswegs glatt ist, sondern er besteht aus lauter unregelmäßigen weißen kleinen Bergen oder Haufen. Der Faden wurde im Hochvakuum 15 Stunden lang formiert. Die Anode war zur Hälfte entfernt worden, so daß man erkennen konnte, daß der Faden nach dieser Zeit völlig blank war. Die Röhre wurde abgeschmolzen und geprüft; sie war völlig gasfrei, lieferte aber bei hoher Glut des Fadens immer noch 15 mA Emissionsstrom. Da Platin allein viele Potenzen weniger emittiert, so muß es also einen Ueberzug bekommen haben. Die Röhre wurde jetzt aufgeschlagen und das Platinband unterm Mikroskop besehen. Es war völlig blank, sah aber wie mit Schuppen belegt aus, von denen einige geriffelt waren. Es wurde an der Luft geglüht, oxydierte aber nicht wieder; es wurde in Wasser gelegt, blieb aber blank. Da die alkalischen Erdmetalle indessen an Luft sehr unbeständig sind, so muß man hier wohl annehmen, daß sie sich mit dem Platin legiert haben, und daß deshalb keine Veränderung an dem Platinband zu bemerken ist. Eine chemische Analyse ist bei der Geringfügigkeit der Mengen aussichtslos.

Dehnt man den Formierungsprozeß nicht solange aus, bis der Faden völlig blank ist, sondern hört man einige Zeit eher auf, so hat der Faden ein graues Aussehen bekommen. Unterm Mikroskop erkennt man bereits neben dem grauen Ueberzug einige kleine blanke Stellen. Glüht man diesen Faden noch einmal an der Luft, so überzieht er sich wieder mit weißem Oxyd. Diese Wiederoxydation tritt auch ein, wenn man den so formierten grauen Faden einige Tage an feuchter Luft liegen läßt, ohne ihn zu glühen. Diese Einwirkung geht aber nur langsam vor sich. Läßt man einen solchen Faden nur wenige Stunden an der Luft liegen, setzt ihn erneut auf einen Quetschfuß und läßt diesen in einen Glaskolben einblasen, wodurch er mit Wärme und Feuchtigkeit in Berührung kommt, so geht der Formierungsprozeß trotzdem bedeutend schneller als früher. In ca. 20 Minuten sind dann die großen Gaswolken ausgestoßen und abgepumpt. Natürlich kann man durch starke Heizung des Fadens und hohe Anodenspannung das kornblumenblaue Leuchten innerhalb der Anode noch hervorrufen. Das kann man aber stets, und zwar solange der Faden noch erhöht emittiert. Dies dunkelblaue Leuchten tritt an formierten Röhren beim erneuten Einschalten der Anodenspannung manchmal sofort, manchmal erst nach einiger Zeit auf, wenn man annehmen kann, daß die Anode warm geworden ist. Ist der Heizfaden zuerst ausgeschaltet worden, so hat sich der Barium-Strontium-Dampf auf ihm niedergeschlagen und tritt deshalb beim Anheizen sofort wieder auf. Ist zuerst die Anodenspannung ausgeschaltet worden, so hat sich der Dampf an die erkaltende Anode gesetzt und kann dort erst wieder fort, wenn diese warm wird.

4. Bestimmung der Temperatur des Glühfadens.

Die chemische Veränderung des Fadens während des Formierungsprozesses müßte voraussichtlich eine Aenderung der Austrittsarbeit Φ eines Elektrons und der Größe A, die die Oberfläche charakterisiert und die Emissionsfähigkeit bedeutet, nach sich ziehen. Das ist auch der Fall, denn der Faden emittiert, nachdem man ihn eine gewisse Zeit formiert hat, bei geringer Temperatur einige mA. Diese beiden Größen kommen, wie oben erwähnt, in der Davissonformel für den Sättigungsstrom vor.

$$J_s = A T^2 e^{-\frac{\varepsilon \Phi}{K T}}$$

[1]) H. A. Barten Phys. Rev. 26, S. 360, 1925.
L. R. Koller Phys. Rev. 25, 671, 1925.

COMMEMORAZIONE VOLTIANA
CONGRESSO INTERNAZIONALE
DEI FISICI
Como (Italia) - Settembre 1927 - Anno V

COMMEMORATION OF VOLTA
INTERNATIONAL CONGRESS
OF PHYSICS
Como (Italy) - Sept. 1927

COMMÉMORATION DE VOLTA
CONGRÈS INTERNATIONAL
DES PHYSICIENS
Côme (Italie) - Sept. 1927

VOLTASCHE GEDÄCHTNISFEIER
INTERNATIONALER KONGRESS
DER PHYSIKER
Como (Italien) - Sept. 1927

PUBBLICAZIONE

DEGLI

ATTI DEL CONGRESSO INTERNAZIONALE DEI FISICI

Facilitazioni d'acquisto per gli Abbonati a Riviste Scientifiche Italiane o Straniere

Publication des "Actes du Congrès International des Physiciens",

Facilités d'achat pour MM. les Abonnés aux Revues Scientifiques Italiennes ou Étrangères

Publication of the "Actes of the International Congress of Physics",

Special terms for Subscribers to Italian or Foreign Scientifical Reviews.

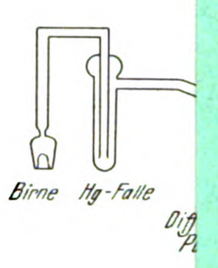
Veröffentlichung der "Akten des Internationalen Kongresses der Physiker",

Besondere Bezugsbedingungen für Abonnenten auf Italienische oder Ausländische Wissenschaftliche Zeitschriften.



BOLOGNA
NICOLA ZANICHELLI
EDITORE

genommen. Trotzdem traten die blauen Gaswolken auf. Das Gas kommt also aus der Oxydschicht. Um es näher zu untersuchen, muß es in ein Geißlerrohr gepumpt werden, worin es mit dem S
Das Pumpaggregat
beiden Quecksilberp
einer Quecksilberfal



falle, die mit flüssi
dern, daß der Qu
Geißlerrohr eindrän
pumpe eine verengt
Glasrohr dort absc
silberfalle, die auch
kurz hinter der Ox

Nachdem die Ox
silberfallen mit flüs
ganze Aggregat auf
mit Hilfe des Schw
wohl die der Glühk
röhre entgast. Fe
Glaswände beider F
bei *A* das Glasrohr,
einander verbindet,
Diffusionspumpe all
war im Geißlerroh
trieben wurde, noch
der Dampf der C
konnte. Nunmehr
Spannung an die Ar
füllte das Gas den g
zeitig trat im Geiß
ein, worauf das Ro
Spektrum dieses Ge
stoffröhre in allen L
kathodenröhre entw

Dies Ergebnis v
bestätigt. In der G
leuchtende Gas. I
dunkelkornblumenbl
Anode mit dem Spe
charakteristisch sin
des Oxydes entst
Barium und eine v

Will man diesen
ders sein, als daß
Hitze und durch das
wird. Wenn das de
liches Pumpen alle
blanke Metall müßte

[1]) H. A. Barte
L. R. Koll

untersuchen könnte. Es wurde zu diesem Zwecke ein Platinband dünn mit weißem Oxyd bestrichen. Unter dem Mikroskop erkennt man, daß der Ueberzug keineswegs glatt

The honourable **Commission for the Scientifical Congresses** to be held on the occasion of the **National Commemoration of Volta** has intrusted the **Zanichelli's publishing-house - Bologna (Italy)** with the publication of the

Acts of the International Congress of Physics

The importance of this Congress, which is to take place at Como in September next, is unprecedented; more than 70 scientists from all parts of the world will attend it, and papers will be read on the occasion by the most eminent physicists. The Acts of the Congress will represent therefore a full account of the present condition of physics giving complete information respecting researches, studies, and results, so that their publication will not fail to mark a date in the history of the scientifical development in this field.

The Acts will be published in one or two volumes containing not less than 800 pages. Each communication will appear in the original text, *i. e.* in one of the four official languages of the Congress (Italian, French, English, German).

The selling-price of the Acts cannot be fixed at the present moment, it is however assumed that it will not exceed the sum of 120 Ital. liras. The publisher, by special agreement with the Commission for the Scientifical Congresses, will allow **a discount of 25 % on the selling-price to all subscribers to Italian or foreign scientifical reviews, provided that the order is sent in before August 31th next.** The subscriptions collected by each review will be communicated either to the **Presidente della Commissione per i Congressi Scientifici - Bologna (Italy)** or to the **Casa Editrice Nicola Zanichelli.**

As soon as the publication is ready, each purchaser will receive directly from the publisher the ordered copy, or copies, together with an invoice amounting to 75 % of the full published price (postage and registration-fee extra).

Die geehrte **Kommission der Wissenschaftlichen Kongresse für die Voltaschen Ehrenbezeigungen hat die Veröffentlichung der**

Akten des Internationalen Kongresses der Physiker

welcher im September d. J. in Como gehalten werden soll, der **Verlagsbuchhandlung Nicola Zanichelli in Bologna** (Italien) anvertraut.

Dieser Kongress, an welchem mehr als 70 Gelehrte aus allen Ländern der Welt teilnehmen und bei dem die berühmtesten Physiker Mitteilungen machen werden, ist augenscheinlich von höchster Bedeutung.

Die Akten des Kongresses werden, vom heutigen Standpunkt der Wissenschaft, das Bedeutendste und Interessanteste in Bezug auf Forschungen, Studien und Ergebnisse auf dem Gebiete der Physik enthalten. Sie sind deshalb unbestritten dazu bestimmt, zu einem epochemachenden Dokument von höchster historischer Bedeutung zu werden.

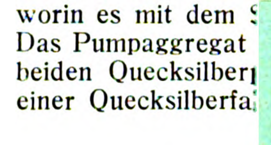
Die Akten werden in einem oder zwei wenigstens 800 Seiten umfassenden Bänden herausgegeben werden. Jede Mitteilung wird in der Ursprache erscheinen, das heisst in einer der vier offiziellen Sprachen des Kongresses (Italienisch, Französisch, Englisch, Deutsch).

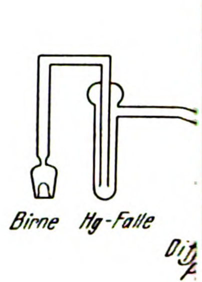
Der Verkaufspreis der Akten kann zur Zeit noch nicht bestimmt werden, es ist jedoch vorauszusehen, dass er den Betrag von Lire 120 nicht übersteigen wird.

Einem zwischen der Kommission der Wissenschaftlichen Kongresse und unserer Verlagsbuchhandlung abgeschlossenen Vertrag zufolge, werden wir jedem **Abonnenten auf eine italienische oder ausländische wissenschaftliche Zeitschrift, dessen Bestellung vor dem 31. August d. J. einlaufen wird, einen Diskonto von 25 % am Ladenpreis gewähren.** Die Bestellungen, die den einzelnen Zeitschriftsverwaltungen zukommen, werden dann entweder dem **Presidente della Commissione dei Congressi Scientifici, Istituto di Fisica - Bologna (Italien)** oder der **Casa Editrice Nicola Zanichelli** übermittelt werden.

Unmittelbar nach Erscheinung des Werkes, werden wir dasselbe jedem Besteller in der bestellten Anzahl von Exemplaren direkt zusenden nebst genauer Angabe des uns zu übermittelnden Betrages (75 % des Ladenpreises), der sich nur durch die Einschreibegebühr erhöhen wird.

genommen. Trotzdem traten die blauen Gaswolken auf. Das Gas kommt also aus der Oxydschicht. Um es näher zu untersuchen, muß es in ein Geißlerrohr gepumpt werden, worin es mit dem S
Das Pumpaggregat
beiden Quecksilber
einer Quecksilberfa





falle, die mit flüssi
dern, daß der Qu
Geißlerrohr eindrän
pumpe eine verengt
Glasrohr dort absc
silberfalle, die auch
kurz hinter der Ox

Nachdem die Ox
silberfallen mit flüs
ganze Aggregat auf
mit Hilfe des Schw
wohl die der Glühk
röhre entgast. Fe
Glaswände beider F
bei *A* das Glasrohr,
einander verbindet
Diffusionspumpe all
war im Geißlerroh
trieben wurde, noch
der Dampf der C
konnte. Nunmehr
Spannung an die An
füllte das Gas den g
zeitig trat im Geiß
ein, worauf das Ro
Spektrum dieses Ge
stoffröhre in allen L
kathodenröhre entw

Dies Ergebnis v
bestätigt. In der G
leuchtende Gas. I
dunkelkornblumenbl
Anode mit dem Spe
charakteristisch sin
des Oxydes entste
Barium und eine v

Will man diesen
ders sein, als daß
Hitze und durch das
wird. Wenn das de
liches Pumpen allo
blanke Metall müßt

[1] H. A. Barte
L. R. Koll

untersuchen könnte. Es wurde zu diesem Zwecke ein Platinband dünn mit weißem Oxyd bestrichen. Unter dem Mikroskop erkennt man, daß der Ueberzug keineswegs glatt

Eine Vergrößerung von J_s kann nur so zustande kommen, daß entweder A größer oder Φ kleiner wird oder beide Größen sich gleichzeitig ändern. Man erkennt aus der Formel, daß man den Sättigungsstrom und die absolute Temperatur des Heizfadens messen muß, wenn man die beiden Größen A und Φ bestimmen will. Oxydröhren zeigen, wie bereits Fredenhagen l. c. mitteilte, nicht immer Sättigung. Wenn man die Röhre bei einer Temperatur betreibt, bei der die Formierung noch dauernd fortschreitet, steigt der Anodenstrom mit wechselnder Anodenspannung dauernd an. Erniedrigt man aber die Temperatur des Fadens und pumpt sorgfältig alle Gasreste ab, so erhält man eine Stromspannungskurve, wie sie Fig. 3 darstellt. Der Anstieg

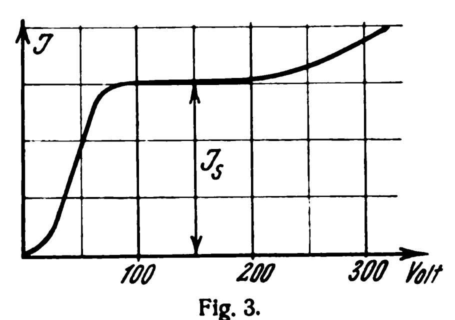


Fig. 3.
Strom-Spannungskurve bei schwacher Heizung.

des Stromes bei hohen Anodenspannungen ist gering und läßt sich nach der Schottkyschen Bildkrafttheorie berechnen. (Schottky, Jahrbuch f. Elektronik 1915.)[2]) Der Stromwert, den ich als Sättigungsstrom J_s benutzt habe, ist eingezeichnet.

Es gibt verschiedene gebräuchliche Methoden zur Temperaturbestimmung, die aber alle unangenehme Fehlerquellen enthalten.

Zunächst die optische Methode mit einem Pyrometer oder durch Photographieren und Schwärzungsmessung (Helms, Göttinger Dissertation). Diese setzt voraus, daß der Faden ein schwarzer Strahler ist, oder was z. B. beim Wolfram der Fall ist, seine Emissionsfähigkeit bekannt ist. Beides ist für die Oxydfäden mit ihrer sich dauernd ändernden Oberflächenbeschaffenheit nicht der Fall. Außerdem stören die die Glaswand schwärzenden Metallniederschläge und die den Glühdraht verdeckende Anode.

Die Temperaturmessung mit dem Thermoelement ist nur bei sehr dicken Glühdrähten möglich, bei denen die Wärmeableitung durch die Thermoelementdrähte nicht in Frage kommt.

Eine dritte Methode bestimmt die Temperatur aus der Widerstandserhöhung des Heizfadens. Hier liegt der Fehler darin, daß man die Temperaturverteilung längs des Fadens nicht kennt. Der Faden wird ein einigermaßen gleichmäßig glühendes Mittelstück und kältere Seitenenden haben. Durch Messen des Widerstandes wird man dabei stets eine Durchschnittstemperatur erhalten. Es kommt hinzu, daß irgendwelche Verunreinigungen und auch mechanische Bearbeitungen erhebliche Aenderungen des spezifischen Widerstandes und seines Temperaturkoeffizienten verursachen; dasselbe gilt für Legierungen. Jedenfalls aber ist diese Methode die einfachste, und deshalb wurde sie angewandt; es kam nur darauf an, ein möglichst fehlerfreies Verfahren zu benutzen, um die aus der Widerstandsmethode gefundenen Werte zu berichtigen. Ein neues Verfahren zur Kontrolle und Berichtigung der nach der letzten Methode gefundenen Temperaturen wurde hergeleitet aus der Annahme, daß die Verteilung der Elektronengeschwindigkeiten im Raume zwischen Glühdraht und Anode maxwellisch ist. Es ist ausführlich behandelt in einer Arbeit von H. G. Möller und F. Detels:[3]) „Über die Bestimmung der Glühfadentemperatur in Elektronenröhren" in diesem Jahrbuch.

Die Bestimmung des spezifischen Widerstandes ϱ für bekannte Temperaturen wurde beim Wolframfaden nicht durchgeführt, weil hier die Werte bereits bekannt sind nach der ausführlichen Arbeit von Langmuir[4]). (Fig. 4.)

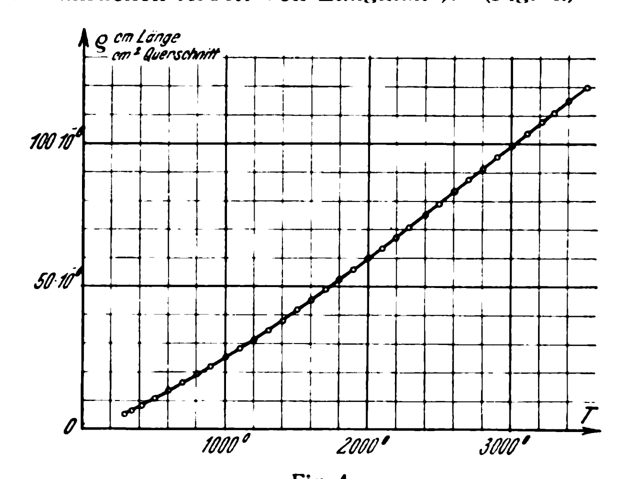


Fig. 4.
Widerstand des Wolframs nach Langmuir.

Der Temperaturkoeffizient des reinen Platins und seiner Legierungen wird in der Literatur zwar verschieden groß, aber als konstant angegeben. Hiernach kann man ihn durch Messung der Widerstände bei zwei Temperaturen bestimmen. Ich maß den Widerstand kalt (Zimmertemperatur) und bei der Schmelztemperatur (1800°) und berechnete den Temperaturkoeffizienten aus einer Reihe von Messungen an blanken und an mit Oxyd überzogenen Fäden zu $2{,}65 \cdot 10^{-4}$ $\frac{\Omega \cdot \mathrm{cm}}{{}^\circ\mathrm{C}}$ (*Pt*, 10% Irid.) Den Zusammenhang zwischen dem spezifischen Widerstand ϱ und der Temperatur T stellt dann Fig. 5 dar.

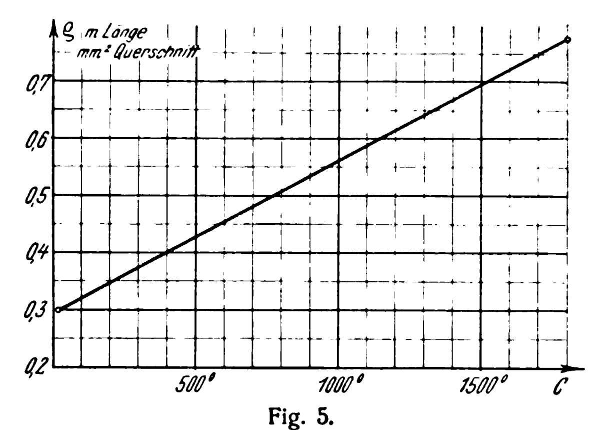


Fig. 5.
Widerstand des benutzten Platins.

Diese Messungen wurden kontrolliert durch Aufnahme der Maxwellverteilung nach der mit Herrn Prof. Dr. Möller gemeinsam im Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie, Band **27**, Heft 3, S. 74 veröffentlichten Arbeit. Nach dieser Methode erhält man die Temperatur des heißesten, Elektronen emittierenden Mittelteils des Fadens. Es ist zu erwarten, daß diese Temperaturen etwas höher

[2]) v. Laue. Rolle der Bildkraft in der Thermodynamik der Glühelektronen. Jahrbuch für Radioaktivität. 15. S. 301, 1919.

[3]) Möller und Detels. Jahrb. d. drahtl. Telegraphie u. Telephonie. Band 27, Heft 3. 1926.

[4]) Langmuir. Phys. Rev. 7. S. 314. 1916.

liegen, als die aus dem mittleren Widerstand des Fadens berechneten, da der Mittelwert des Fadenwiderstandes durch den geringen Widerstand der kühlen Fadenenden gedrückt ist. Die Differenz ergab sich bei

Wolframfäden zu 12%,
Oxydfäden zu 14%.

Am Ende dieser Arbeit ist in einem besonderen Abschnitt mit Hilfe der Wärmeleitungsgleichung die Temperaturverteilung längs des Fadens und der Unterschied zwischen mittlerer und höchster Temperatur in der Mitte berechnet und diese Differenz von 12 bzw. 14 % gefunden worden.

Bei sämtlichen Messungen wurden Röhren folgender Konstruktion benutzt. (Fig. 6.) Der Faden wird möglichst

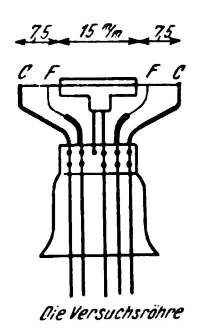


Fig. 6.

lang gewählt (30 mm) und an die Kupferbeine C angeschweißt. Kurz vor der Anode wird er noch einmal an den Stellen F angezapft durch dünne Drähte; hier wird der Spannungsabfall längs des Fadens gemessen. Durch diese Anordnung wird erreicht, daß die Stellen F nicht so stark gekühlt sind, wie die Stellen C. Der Fehler durch die Kühlung der Enden wird also verkleinert. Der Wolframfaden (ohne Thor) hatte einen Durchmesser von 50 μ. Der Platinfaden mit 10% Iridium hatte einen Durchmesser von 0,1 mm. Die Anode bestand aus Nickelblech und hatte einen Durchmesser von 3—4 mm. Die Heizdaten des Fadens wurden nach der Kompensationsmethode bestimmt. Das Gitter ist unnötig und fehlt. Der Anodenzylinder ist eng gewählt, um den Bedingungen der neuen Temperaturmessung zu genügen.

Die Schaltung.

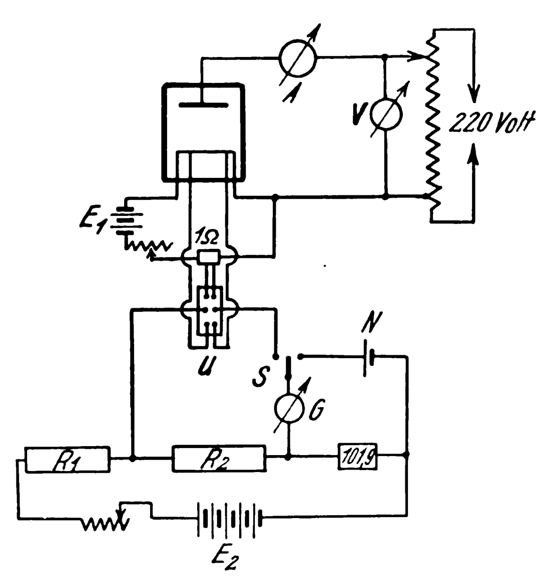


Fig. 7.

Der Heizkreis enthält neben der Batterie E_1 und dem veränderlichen Widerstand den Normalwiderstand von 1 Ohm, von welchem Leitungen zum Umschalter U führen. Der Glühdraht selber ist zweimal angezapft; von diesen Stellen führen Drähte an die andere Seite des Schalters U. Der Kompensationskreis enthält den festen Widerstand von 101,9 Ohm, der durch das Normalelement N überbrückt ist. R_1 und R_2 sind zwei gleiche Rheostaten. Die Widerstände von R_2 sind kurz geschlossen, die von R_1 offen. Wird der Schalter S nach dem Normalelement gelegt, und zeigt das Galvanometer G keinen Strom, so fließt im Kompensationskreis ein Strom von 10 mA. Der Schalter wird jetzt nach dem Umschalter U herübergelegt. Die Spannungsdifferenz, die dort herrscht, wird kompensiert durch Ziehen von Widerständen in R_2; dann zeigt das Galvanometer G keinen Strom. Die in R_2 gezogenen Widerstände werden in R_1 wieder kurz geschlossen, damit im unteren Stromkreis weiterhin 10 mA fließen. So wird zuerst der Spannungsabfall an ein Ohm, das ist der Heizstrom, und dann der Spannungsabfall am Faden direkt gemessen. Es ist noch hervorzuheben, daß auf diese Weise die Widerstände der Zuleitungen nicht mitgemessen werden. Der Anodenkreis führt über ein empfindliches Galvanometer A zum Messen des Anodenstromes zu einem Potentiometer, das so eingerichtet ist, daß auch negative Anodenspannungen erreicht werden können, die am Voltmeter V abgelesen werden.

Für einen Wolframfaden und einen Oxydfaden wurden die lnJ-φ-Kurven aufgenommen und die Temperaturen nach der Arbeit im Jahrbuch berechnet. Gleichzeitig wurde die Bestimmung der Temperatur aus ϱ durchgeführt. Es ergab sich:

für den Wolframfaden:

T aus Steilheit	2230°	2300°	2350°	2490°	Abweichung
T aus ϱ Abb. 4	1970°	2050°	2100°	2200°	ca. 12%

für den Oxydfaden:

T aus Steilheit	1080°	1220°	1350°	1480°	Abweichung
T aus ϱ Abb. 5	920°	1040°	1160°	1260°	ca. 14%

Diese Differenz ist bei Oxydfäden nachgerechnet für Temperaturen von ca. 800—1400°, die ich zur Bestimmung der Größen A und Φ der Davissonformel brauchte. Je höher die Temperatur ist, um so geringer wird die Abweichung, da die Wärmeableitung nach den kühlen Fadenenden gegenüber der mit T^4 ansteigenden Strahlung eine immer geringere Rolle spielt. Beim Durchbrennen (1800°) kann die Differenz zwischen der mittleren Temperatur und der Höchsttemperatur in der Fadenmitte vernachlässigt werden.

Damit ist die gesuchte Berichtigung der Werte aus der ersten Methode durchgeführt. Die Temperaturbestimmung geschieht im folgenden nun so:

T wird zunächst aus der Widerstandserhöhung bestimmt,
bei Wolfram aus der Kurve von Langmuir Fig. 4,
bei Oxydfäden aus der Kurve Fig. 5.

Durch Addition von 12% des gesuchten Wertes bei Wolfram-, von 14% des gesuchten Wertes bei Oxydfäden ergibt sich T_k, die gesuchte wahre Temperatur der emittierenden Fadenmitte, also rechnerisch durch eine Multiplikation mit 100 : 88 bzw. 100 : 86.

Da bei Wolfram die 12% Abweichung sich auf die Fadenkühlung schieben lassen, so ist die Temperaturbestimmung recht genau. Sicherlich ist sie nach der Korrektion genauer wie 12%. Dasselbe wird für Oxydfäden gelten.

(Schluß folgt.)

(Eingegangen am 7. April 1927.)



Rahmen- und Goniometerpeilanordnungen.

Von **A. Esau**, Jena.

(Schluß)[1].

Goniometer, bestehend aus 4 ungerichteten Antennen.

Besteht die Goniometeranordnung aus 2 Paar senkrecht zueinander angeordneten Antennen, deren gegenseitiger Abstand d sein möge (s. Fig. 1), so wird auf die drehbare

× 2′

× ---- d --- ×
1 1′

× 2

Fig. 1.

Goniometerspule von dem ersten Paar eine Wirkung ausgeübt vom Betrage

$$r_1 = 2a \cos\beta \cos\gamma \sin\left(\frac{\pi d}{\lambda}\cos\alpha\cos\beta\right)\cos\vartheta$$

und entsprechend von dem zweiten

$$r_2 = 2a \cos\beta \cos\gamma \sin\left(\frac{\pi d}{\lambda}\sin\alpha\cos\beta\right)\sin\vartheta.$$

Als Gesamtwirkung ergibt sich dann

$$r = r_1 + r_2 = 2a\cos\beta\cos\gamma$$
$$\left\{\sin\left(\frac{\pi d}{\lambda}\cos\alpha\cos\beta\right)\cos\vartheta + \sin\left(\frac{\pi d}{\gamma}\sin\alpha\cos\beta\right)\sin\vartheta\right\}$$

Die Empfangswirkung verschwindet für einen Drehwinkel ϑ, der bestimmt ist durch die Gleichung

$$\operatorname{tg}\vartheta = -\frac{\sin\left(\frac{\pi d}{\gamma}\cos\alpha\cos\beta\right)}{\sin\left(\frac{\pi d}{\lambda}\sin\alpha\cos\beta\right)}$$

Die Mißweisung ε wird dann, wie zuvor abgeleitet,

$$\mu = \vartheta - \frac{\pi}{2} - \alpha.$$

Aus der allgemeinen Gleichung folgt zunächst, daß ϑ und damit auch die Mißweisung u n a b h ä n g i g v o n d e r P o l a r i s a t i o n γ i s t, im Gegensatz zu dem Rahmengoniometer, bei dem μ sowohl von γ als auch von dem Neigungswinkel β abhängt.

[1]) I. und II. Teil ds. Jahrb. 29, S. 181 ff. 1927.

1. D i e W e l l e n f a l l e n h o r i z o n t a l e i n ($\beta = 0$).

Für diesen speziellen Fall wird

$$\operatorname{tg}\vartheta = -\frac{\sin\left(\frac{\pi d}{\lambda}\cos\alpha\right)}{\sin\left(\frac{\pi d}{\lambda}\sin\alpha\right)}$$

Die folgende Tabelle enthält eine Reihe von μ-Werten, die der Gleichung entsprechend als Funktionen vom Einfallswinkel α und dem Verhältnis $\frac{d}{\lambda}$ der Antennenpaare berechnet worden sind.

Aus der Tabelle geht zunächst hervor, daß die Größe der Mißweisung in Abhängigkeit vom Einfallswinkel α einen ganz anderen Verlauf hat als bei der geschlossenen Antennenform. Während dort die größten Mißweisungen bei Winkelgraden von 0° und 90° eintraten, liegen hier die Maximalwerte bei 22,5° und 67,5°. In Richtung der beiden Antennenpaare einfallende Wellen ($\alpha = 0°$ und 90°) werden bei der vorliegenden im Gegensatz zum Rahmengoniometer richtig gepeilt.

Es zeigt sich ferner, daß auch der Einfluß des Neigungswinkels β auf die Mißweisung bei beiden Anordnungen grundsätzlich verschieden ist, und zwar wächst bei der Rahmenanlage die Mißweisung mit zunehmender Neigung β, während sie bei der Antennenanlage mit ihr abnimmt.

Drittens sieht man aus der Tabelle, daß die Mißweisung mit abnehmendem Verhältnis $\frac{\text{Abstand der Antennen}}{\text{Wellenlänge}}$ geringer wird und schließlich bei sehr kleinen Werten $\frac{d}{\lambda}$ verschwindet (Fig. 2).

Dieses Ergebnis folgt auch unmittelbar aus der allgemeinen Gleichung

$$\operatorname{tg}\vartheta = -\frac{\sin\left(\frac{\pi d}{\lambda}\cos\alpha\cos\beta\right)}{\sin\left(\frac{\pi d}{\lambda}\sin\alpha\cos\beta\right)}$$

wenn an Stelle des Sinus sein Argument gesetzt wird, d. h.

	$\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{2}$			$\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{4}$			$\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{10}$		
	$\beta = 0°$	$\beta = 30°$	$\beta = 60°$	$\beta = 0°$	30°	60°	$\beta = 0$	$\beta = 30°$	$\beta = 60°$
$\alpha = 0°$	$\mu = 0°$	$\mu = 0°$	$\mu = 0$	$\mu = 0°$		$\mu = 0$	$\mu = 0°$	$\mu = 0°$	$\mu = 0°$
5°	+ 2° 46′	+ 1° 53′ 15″	+ 0° 32′ 30″	+ 0° 32′ 30″		+ 0° 8′	+ 0° 5′	+ 0° 3′ 30″	+ 0° 2′
10°	+ 5° 25′	+ 3° 31′	+ 1° 1′	+ 1° 1′		+ 0° 13′	+ 0° 12′	+ 0° 5′	+ 0° 2′ 30″
15°	+ 6° 36′	+ 4° 37′ 24″	+ 1° 11′	+ 1° 1′		+ 0° 21′	+ 0° 12′ 20″	0° 9′ 4″	+ 0° 3′
22,5°	+ 7° 10′	+ 5° 6′ 24″	+ 1° 32′ 30″	+ 1° 32′ 30″		+ 0° 22′	+ 0° 14′ 12″		+ 0° 3′ 38″
30°	+ 5° 52′	+ 4° 14′ 38″	+ 1° 19″	+ 1° 19′		+ 0° 19′	+ 0° 12′ 20″	+ 0° 9′	+ 0° 3′
45°	0°	0°	0°	0°		0°	0°	0°	0°
60°	— 5° 52′		— 1° 11′	— 1° 11′		— 0° 19′	— 0° 12′ 20″	— 0° 9′	— 0° 3′
75°	— 6° 36′		— 1° 32′ 30″	— 1° 14′ 46″		— 0° 21′	— 0° 12′ 20″	— 0° 9′ 4″	— 0° 3′
90°	0°	0°	0°	0°		0°	0°	0°	0°

$\frac{d}{\lambda}$ sehr klein gewählt wird: Unter dieser Voraussetzung wird

$$\operatorname{tg} \vartheta = -\operatorname{ctg} \alpha$$

und $\mu = 0$ unabhängig von der Neigung des einfallenden Wellenstrahles.

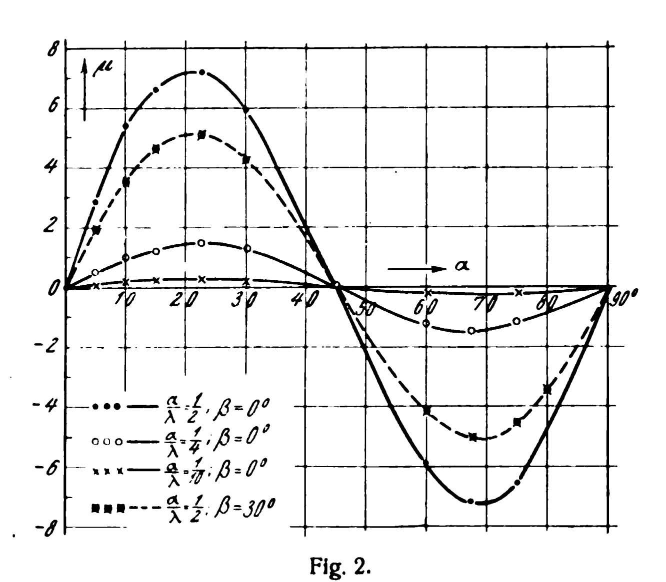


Fig. 2.

Daraus ergibt sich das praktisch wichtige Resultat, daß für Peilanordnungen ohne Mißweisung bei geneigt einfallenden, beliebig polarisierten Wellen nur Goniometeranordnungen in Frage kommen, die aus 2 Paar ungerichteten Antennen bestehen, deren gegenseitiger Abstand im Verhältnis zur Wellenlänge kleiner als $\frac{1}{10}$ genommen werden sollte.

Die bisherigen Ergebnisse beziehen sich auf Anordnungen, bei denen der gegenseitige Abstand der beiden zu einem Paare gehörenden Antennen so bemessen war, daß das Verhältnis $\frac{d}{\lambda} \leqq \frac{1}{2}$ wurde.

Wie die Verhältnisse geändert werden, wenn jener Wert $> \frac{1}{2}$ wird, zeigt die folgende Tabelle.

	$\frac{d}{\lambda} = \frac{3}{4}$		$\frac{d}{\lambda} = \frac{5}{6}$		$\frac{d}{\lambda} = 1$	
	$\beta = 0°$	$\beta = 60°$	$\beta = 0°$	$\beta = 60°$	$\beta = 0°$	$\beta = 60°$
$\alpha = 0°$	$\mu = 0°$	$\mu = 0°$	$\mu = 0°$	$\mu = 0°$	$\mu = 0°$	$\mu = 0°$
5°	+ 10° 57′	+ 1° 21′	+ 18° 58′ 37″		+ 82° 27′	+ 2° 46′
15°	+ 21° 56′ 42″	+ 3° 18′	+ 32° 28′ 22″	+ 4° 13′	+ 66° 40′	+ 6° 36′
17,5°	+ 22° 20′ 26″	+ 3° 32′	+ 32° 12′	+ 4° 31′	+ 62° 22′	
20°	+ 22° 2′ 22″	+ 3° 40′		+ 4° 40′	+ 55° 55′	
22,5°	+ 21° 9′ 36″	+ 3° 41′	+ 29° 22′	+ 4° 41′	+ 53° 15′	+ 7° 10′
30°	+ 16° 0′ 53″	+ 3° 6′	+ 21° 32′ 33″	+ 3° 54′	+ 37° 46′	+ 5° 52′
45°	0°	0°	0°	0°	0°	0°
60°	— 16° 0′ 53″	— 3° 6′	— 21° 32′ 33″	— 3° 54′	— 37° 46′	— 5° 52′
67,5°	— 21° 9′ 86″	— 3° 41′	— 29° 22′	— 4° 41′	— 53° 15′	
75°	— 21° 56′ 42″	— 3° 18′	— 32° 28′ 22″	— 4° 13′	— 66° 40′	— 6° 36′
90°	0°	0°	0°	0°	0°	0°

Überschreitet das Verhältnis $\frac{\text{Antennenabstand}}{\text{Wellenlänge}}$ den Wert $\frac{1}{2}$, so nimmt die Mißweisung auch bei horizontal einfallenden Wellen ($\beta = 0$) mit wachsenden Werten $\frac{d}{\lambda}$ stark zu.

Außerdem verschiebt sich das Maximum der Mißweisung mit größer werdendem $\frac{d}{\lambda}$ mehr und mehr zu kleineren Werten des Einfallswinkels α.

Der Einfluß des Neigungswinkels β macht sich dahin geltend, daß entsprechend wie im Bereich $\frac{d}{\lambda} < \frac{1}{2}$ auch hier die Mißweisung mit zunehmenden β-Werten abnimmt.

Gleichzeitig tritt aber bei geneigt einfallenden Wellen eine Rückdrehung der maximalen Mißweisung entsprechenden Winkelwerte α ein und zwar nähert sich die Maximallage mit wachsender Neigung mehr und mehr dem Werte $\alpha = 22° 30'$.

Einfluß der gegenseitigen Lage der Antennen und der Feldspulen des Goniometers auf die Mißweisung.

Sind die Antennenpaare des Goniometers nicht genau senkrecht zueinander angeordnet, so treten auch bei kleinen Antennenabständen und horizontalem Welleneinfall Mißweisungen auf, die um so größer ausfallen, je mehr die Antennen von der normalen (senkrechten) Lage abweichen.

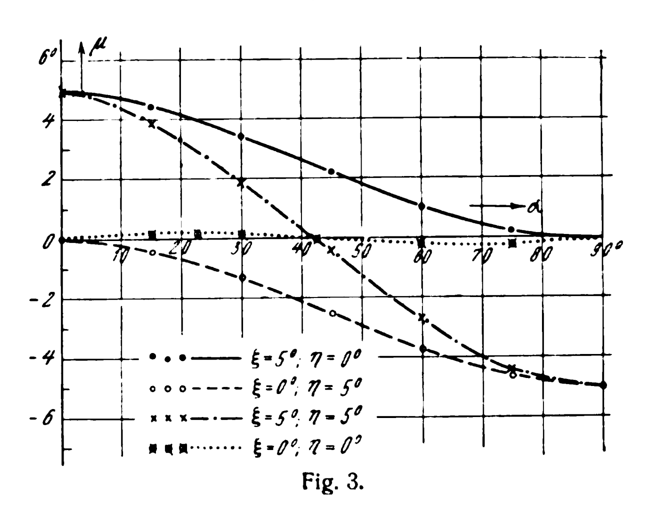


Fig. 3.

Auch die nicht genau senkrechte Lage der Feldspulen des Goniometers hat Mißweisungen zur Folge, deren Betrag abhängig ist von der Größe ihres Kreuzungswinkels.

Die Verhältnisse liegen ganz ähnlich wie bei den im vorhergehenden Teil behandelten Rahmengoniometer.

Wenn man Mißweisungen dieser Art vermeiden will, so hat man darauf zu achten, daß nicht nur die Antennenpaare, sondern auch die Feldspulen genau senkrecht zueinander angeordnet sind.

Einfluß der verschiedenen Höhen der beiden Antennenpaare auf die Mißweisung.

Nimmt das eine der beiden Antennenpaare mehr Energie auf als das andere, so erhält man als Gleichung für ϑ

$$\operatorname{tg} \vartheta = -\frac{a_1}{a_2} \frac{\sin\left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos \alpha \cos \beta\right)}{\sin\left(\frac{\pi d}{\lambda} \sin \alpha \cos \beta\right)}$$

die für horizontal einfallende Strahlen ($\beta = 0$) übergeht in

$$\operatorname{tg} \vartheta = -\frac{a_1}{a_2} \frac{\sin\left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos \alpha\right)}{\sin\left(\frac{\pi d}{\lambda} \sin \alpha\right)}$$



In der folgenden Tabelle sind die Mißweisungswerte μ berechnet für verschiedene Werte des Verhältnisses $\frac{d}{\lambda}$ und unter der Annahme $\frac{a_1}{a_2} = \frac{1}{1,05}$ (Nordsüdantennen nehmen mehr auf als die in Richtung Ost-West).

	$\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{2}$	$\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{4}$	$\frac{d}{\lambda} \ll \frac{1}{10}$
$\alpha = 0°$	$\mu = 0°$	$\mu = 0°$	$\mu = 0°$
15°	+ 7° 31′	+ 2° 5′	+ 0° 41′
30°	+ 7° 12′	+ 2° 35′	+ 1° 12′
45°	+ 1° 24′	+ 1° 24′	+ 1° 24′
60°	— 4° 33′	— 0° 6′	+ 1° 12′
75°	— 5° 36′	— 0° 35′	+ 0° 31′
90°	0°	0°	0°

Wie man sieht, nimmt die durch die Verschiedenheit der beiden Antennenpaare bedingte Mißweisung mit abnehmendem Verhältnis $\frac{d}{\lambda}$ ab. Für einen Einfallswinkel von 45° sind die Fehler bei allen Abstandsverhältnissen gleich groß. Der Sinn der Mißweisung ändert seine Richtung, nachdem für einen bestimmten Wert des Einfallswinkels α der Fehler Null geworden ist. Mit kleiner werdendem Abstand tritt dieses bei immer größer werdenden α-Werten ein. Wird endlich das Verhältnis $\frac{d}{\lambda}$ sehr klein, so daß der Sinus durch sein Argument ersetzt werden kann, so wird der Richtungssinn nicht mehr sein Vorzeichen wechseln. Das Maximum der Mißweisung liegt hier bei $\alpha = 45°$.

Die Größe der Mißweisung in Abhängigkeit vom Einfallswinkel α ist dieselbe, wie bei nicht gleichem Abstand der beiden Antennen (s. Tabelle).

Nimmt umgekehrt das nach Ost-West orientierte Antennenpaar mehr Energie auf als das zu ihm senkrechte ($a_1 > a_2$), so wird der Verlauf der Mißweisungskurve geändert und zwar so, daß für $\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{2}$ und einem Einfallswinkel $\alpha = 15° \cdot \mu$ den Wert $+ 5° 36'$ annimmt, der zuvor, wenn auch mit dem entgegengesetzten Vorzeichen, bei $\alpha = 75°$ erreicht wurde. Für $\alpha = 45°$ wird im vorliegenden Falle $\mu = - 1° 24'$ anstatt $\mu + 1° 24'$.

Fallen die Wellen geneigt ein ($\beta > 0$), so tritt eine Abnahme der Mißweisung ein, entsprechend der obigen allgemeinen Gleichung.

Einfluß eines nicht gleichen Antennenstandes am Goniometer auf die Mißweisung.

Der Abstand des einen Paares (Ost-Westrichtung)

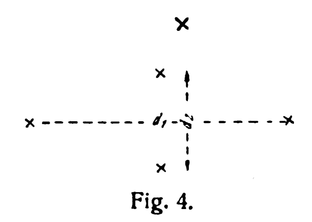


Fig. 4.

sei d_1, der des zweiten Paares (Nord-Südrichtung) d_2 (siehe Fig. 4).

Für den Drehwinkel ϑ, bei dem die Empfangswirkung verschwindet, ergibt sich dann die Gleichung

$$\operatorname{tg} \vartheta = - \frac{\sin\left(\frac{\pi d_1}{\lambda} \cos \alpha \cos \beta\right)}{\sin\left(\frac{\pi d_2}{\lambda} \sin \alpha \cos \beta\right)}$$

Für ebenen Welleneinfall ($\beta = 0$) nimmt sie die Form an

$$\operatorname{tg} \vartheta = - \frac{\sin\left(\frac{\pi d_1}{\lambda} \cos \alpha\right)}{\sin\left(\frac{\pi d_2}{\lambda} \sin \alpha\right)}$$

In der folgenden Tabelle sind die Mißweisungen berechnet einmal für den Fall $\frac{d_1}{d_2} = \frac{1}{1,05}$ und weiter für $\frac{d_1}{d_2} = 1,05$. Die letzte Kolonne enthält außerdem die μ-Werte, die sich ergeben, wenn normalen Verhältnissen entsprechend $\frac{d_1}{d_2} = 1$ ist.

	$\frac{d_1}{d_2} = \frac{1}{1,05}$	$\frac{d_1}{d_2} = 1,05$	$\frac{d_1}{d_2} = 1,0$
$\alpha = 0°$	$\mu = 0°$	$\mu = 0°$	$\mu = 0°$
15°	+ 2° 7′	+ 0° 46′	+ 1° 11′
30°	+ 2° 30	+ 0° 18′	+ 1° 19′
45°	+ 1° 24′	+ 1° 24′	0°
60°	— 0° 18′	— 2° 30′	— 1° 11′
75°	— 0° 46′	— 2° 7′	— 1° 15′
90°	0°	0°	0°

Ist der Antennenabstand nicht der gleiche ($d_1 \gtreqless d_2$), so zeigt die Mißweisungskurve einen anderen Verlauf wie in dem Fall, wo die Abstände in beiden Antennenpaaren dieselben sind. Während für Einfallswinkel von 0° und 90° in allen drei Fällen die Mißweisung verschwindet, verschiebt sich der dritte α-Wert für den ebenfalls $\mu = 0$ wird, entsprechend der Größe der Abweichung ($d_1 \gtreqless d_2$) mehr oder weniger nach links oder rechts von 45°.

Wählt man die beiden Verhältnisse $\frac{d_1}{\lambda}$ bzw. $\frac{d_2}{\lambda}$ so klein, daß der Sinus mit seinem Argument vertauscht werden kann, so wird

$$\operatorname{tg} \vartheta = - \frac{d_1}{d_2} \operatorname{ctg} \alpha$$

Für $\frac{d_1}{d_2} = 1,05$ bzw. 1,1 erhält man die folgenden Werte:

$\alpha = 0°$	$\mu = 0°$	$\mu = 0°$
30°	— 1° 12′	— 2° 18′
45°	— 1° 24′	— 2° 44′
60°	— 1° 12′	— 2° 18′
75°	— 0° 41′	— 1° 18′
90°	0°	0°

Sind die Antennenabstände d_1 und d_2 sehr klein, so treten ebenfalls Mißweisungen auf, die aber nicht wie größere Abstände ihren Richtungssinn wechseln. Man erhält hier nur zwei Einfallswinkel α, bei denen die Mißweisung verschwindet (0° und 90°).

Außerdem unterscheiden sich die beiden Fälle noch dadurch, daß die Größe der Fehler bei sehr kleinen Abständen

unabhängig ist von dem Neigungswinkel β, während bei größerem $\frac{d}{\lambda}$ ein Einfluß vorhanden ist, und zwar nach der Richtung, daß die Mißweisung zunimmt mit wachsender Neigung.

Gleichzeitiges Vorhandensein von verschiedener Aufnahmefähigkeit der beiden Antennenpaare und nicht gleichem Abstand der beiden das Paar bildenden Antennen.

Die allgemeine Gleichung geht im vorliegenden Fall über in die folgende:

$$\operatorname{tg}\vartheta = -\frac{a_1}{a_2}\,\frac{\sin\left(\frac{\pi d_1}{\lambda}\cos\alpha\cos\beta\right)}{\sin\left(\frac{\pi d_2}{\lambda}\sin\alpha\cos\beta\right)}$$

Bei horizontalem Welleneinfall und sehr kleinen Werten $\frac{d_1}{\lambda}$ bzw. $\frac{d_2}{\lambda}$ vereinfacht sie sich zu

$$\operatorname{tg}\vartheta = -\frac{a_1}{a_2}\cdot\frac{d_1}{d_2}\operatorname{ctg}\alpha$$

Besitzt das Antennenpaar mit der geringeren Aufnahmefähigkeit gleichzeitig auch den kleineren Antennenabstand, so wird, wie die Gleichung zeigt, die Mißweisung zunehmen.

Wählt man aber die Verhältnisse so, daß dem schwächer empfangenden Paar der größere Abstand zugeordnet wird, so kann bei passender Wahl der beiden Faktoren auch eine Verringerung der Mißweisung eintreten, wie die folgende Tabelle zeigt:

	$\frac{d}{\lambda} \ll \frac{1}{10}$; $\frac{a_1}{a_2} = \frac{1}{1{,}05}$; $\frac{d_1}{d_2} = 1{,}025$		$\frac{d}{\lambda} \ll \frac{1}{10}$; $\frac{a_1}{a_2} = \frac{1}{1{,}05}$; $\frac{d}{d_2} = 1{,}05$
$\alpha = 0°$	$\mu = 0°$		$\mu = 0°$
15°	+ 0° 21′		
30°	+ 0° 36′		
45°	+ 0° 41′	$+ 1° 24'$ für $\frac{d_1}{d_2} = 1$	
60°	+ 0° 36′		
75°	+ 0° 21′		
90°	0°		0°

Es läßt sich sogar erreichen, wie die letzte Kolonne zeigt, daß für alle Einfallswinkel α die Mißweisung verschwindet. In diesem Falle müssen die Verhältnisse $\frac{d_1}{d_2}$ und $\frac{a_1}{a_2}$ so gewählt werden, daß die Gleichung erfüllt ist:

$$\frac{a_1}{a_2}\cdot\frac{d_1}{d_2} = 1.$$

Goniometer, bestehend aus einer Rahmenantenne und einem Paar senkrecht dazu angeordneten ungerichteten Antennen (Nord-Süd-Richtung).

In ganz ähnlicher Weise wie in den beiden vorhergehenden Fällen ergibt sich die Bedingungsgleichung für das Empfangsminimum im Goniometer zu

$$\operatorname{tg}\vartheta = -\frac{a}{2b}\,\frac{(\cos\alpha\cos\gamma + \sin\alpha\sin\beta\sin\gamma)}{\cos\beta\cos\gamma\sin\left(\frac{\pi d}{\lambda}\sin\alpha\cos\beta\right)}$$

oder, wenn $a = 2b$ gemacht wird,

$$\operatorname{tg}\vartheta = -\frac{(\cos\alpha\cos\gamma + \sin\alpha\sin\beta\sin\gamma)}{\cos\beta\cos\gamma\sin\left(\frac{\pi d}{\lambda}\sin\alpha\cos\beta\right)}$$

Setzt man horizontalen Welleneinfall voraus ($\beta = 0$) und

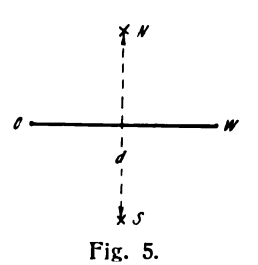


Fig. 5.

normale Lage der Polarisationsebene ($\gamma = 0$), so geht sie über in die folgende:

$$\operatorname{tg}\vartheta = -\frac{\cos\alpha}{\sin\left(\frac{\pi d}{\lambda}\sin\alpha\right)}$$

Wählt man außerdem den Abstand der beiden Antennenfußpunkte d so, daß an Stelle des Sinus sein Argument gesetzt werden darf, so wird

$$\operatorname{tg}\vartheta = -\operatorname{ctg}\alpha\,\frac{1}{\frac{\pi d}{\lambda}}$$

Daraus ergibt sich, daß im Gegensatz zu den zuvor behandelten aus Antennen derselben Art bestehenden Goniometeranordnungen schon bei horizontal einfallenden Wellen eine Mißweisung auftritt.

	$\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{20}$	$\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{10}$	$\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{4}$	$\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{3}$	$\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{2}$
$\alpha = 0$	$\mu = 0°$	$\mu = 0°$	$\mu = 0°$	$\mu = 0°$	$\mu = 0$
7,5°	— 6° 19′	— 5° 8′	— 1° 27′	+ 0° 19′	+ 4° 6′
15°	— 12° 35′	— 12° 12′	— 3° 17′	+ 0° 30′	+ 7° 16′
30°	— 24° 49′	— 19° 46′	— 6° 9′	+ 0°	+ 9° 14′
45°	— 36° 8′	— 27° 42′	— 8° 18′	— 1° 21′	+ 6° 43′
60°	— 44° 49′	— 31° 45′	— 8° 29′	— 2° 35′	+ 2° 55′
65°	— 46° 27′	— 31° 23′	— 7° 54′	— 2° 28′	+ 1° 52′
70°	— 46° 44′	— 29° 37′	— 6° 57′	— 2° 20′	+ 1° 2′
75°	— 44° 43′	— 25° 54	— 5° 37′	— 1° 59′	+ 0° 28′
90°	0°	0°	0°	0°	0°

Aus der Tabelle geht hervor, daß für Werte $\frac{d}{\lambda} \leq \frac{1}{2}$ die Mißweisung um so größer wird, je kleiner das Verhältnis $\frac{\text{Abstand der Antennen}}{\text{Wellenlänge}}$ gemacht wird.

Im Gegensatz zu den vorhergehenden Anordnungen peilt die vorliegende nur richtig für Einfallswerte $\alpha = 0°$ und 90°, während früher außerdem noch ein Winkelwert $\alpha = 45°$ existierte, bei dem ebenfalls keine Mißweisung eintrat.

Während die Mißweisung für $\frac{d}{\lambda} < \frac{1}{4}$ einseitig erfolgt, tritt bei $\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{3}$ eine Änderung des Sinnes ein und zwar bei einem Einfallswinkel $\alpha = 30°$. Für ein Verhältnis $\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{2}$ ist die Mißweisung wiederum für alle Einfallswinkel ein-

seitig, aber mit entgegengesetztem Vorzeichen wie bei sehr kleinen Werten $\frac{d}{\lambda}$.

Der Wechsel des Sinnes der Mißweisung tritt ein für einen α-Wert, der der Bedingung genügt.

$$\frac{d}{\lambda} = \frac{\alpha}{\pi} \frac{1}{\cos\alpha}$$

Das Maximum der Mißweisung liegt bei um so höheren Werten des Einfallswinkels α, je kleiner das Verhältnis $\frac{d}{\lambda}$ wird; vorausgesetzt ist dabei, daß $\frac{d}{\lambda}$ so gewählt wird, daß die Mißweisung, wie aus der Tabelle ersichtlich, vollkommen einseitig und negativ ist.

Für $\frac{d}{\lambda}$-Werte, bei denen die Mißweisung nach der anderen Seite erfolgt, verschiebt sich das Maximum der Mißweisung mit kleiner werdendem $\frac{d}{\lambda}$ umgekehrt noch kleineren Winkelgraden zu.

Vertauschung der beiden Antennen. (Ungerichtete Antennen Ost-West.)

Vertauscht man die beiden Antennen des Goniometers so, daß nunmehr die Rahmenantenne in die Nord-Süd-Richtung zu liegen kommt, so wird ganz ähnlich wie oben die Empfangswirkung Null, wenn die Bedingungsgleichheit erfüllt ist.

$$\operatorname{tg}\vartheta = -\frac{\cos\beta\cos\gamma\sin\left(\frac{\pi d}{\lambda}\cos\alpha\cos\beta\right)}{(\sin\alpha\cos\beta + \cos\alpha\sin\beta\sin\gamma)}$$

Für horizontal einfallende normal polarisierte Wellen ($\beta = 0$ und $\gamma = 0$) geht sie über in

$$\operatorname{tg}\vartheta = -\frac{\sin\left(\frac{\pi d}{\lambda}\cos\alpha\right)}{\sin\alpha}$$

Wählt man außerdem noch $\frac{d}{\lambda}$ sehr klein, so wird

$$\operatorname{tg}\vartheta = -\frac{\pi d}{\lambda}\operatorname{ctg}\alpha$$

Die sich hieraus ergebenden Mißweisungen sind, gleiche Einfallswinkel α vorausgesetzt, dieselben wie bei der vorhin behandelten Antennenanlagen mit dem einzigen Unterschied, daß ihr Richtungssinn entgegengesetzt liegt.

Goniometer, bestehend aus einem Antennenpaar (Ost-West) und einer ungerichteten Antenne.

Als Gleichung für den Drehwinkel ϑ ergibt sich im vorliegenden Fall

$$\operatorname{tg}\vartheta = -\frac{2a}{b}\,\frac{\cos\beta\cos\gamma\sin\left(\frac{\pi d}{\lambda}\cos\alpha\cos\beta\right)}{\cos\beta\cos\gamma}$$

oder, wenn man es so einrichtet, daß $b = 2a$ wird.

$$\operatorname{tg}\vartheta = -\sin\left(\frac{\pi d}{\lambda}\cos\alpha\cos\beta\right)$$

Die Mißweisung dieser Kombination ist also unabhängig von der Polarisation der einfallenden Wellen.

Den Verlauf der Mißweisungskurve in Abhängigkeit vom Einfallswinkel und der Größe des Verhältnisses

$$\frac{\text{Antennenabstand } d}{\text{Wellenlänge } \lambda}$$

zeigt Fig. 6.

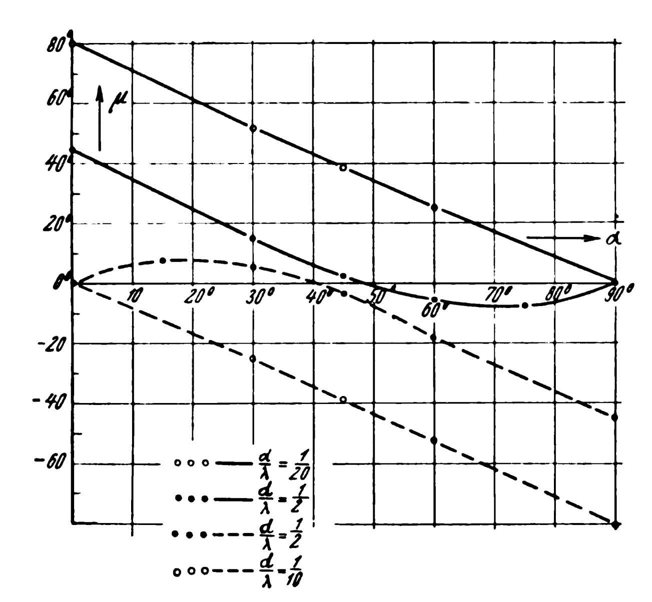


Fig. 6.

Aus ihr ergibt sich, daß die Mißweisung mit abnehmendem $\frac{d}{\lambda}$ wächst und daß unabhängig davon die Anordnung nur richtig peilt für einen Einfallswinkel von 90°.

Unterhalb gewisser Werte von $\frac{d}{\lambda}$ ist der Richtungssinn für alle α-Werte der gleiche, während bei höheren Werten ein Wechsel der Richtung eintritt, wobei es noch einen Wert des Einfallswinkels α gibt — er liegt für $\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{2}$ in der Gegend von 50° — bei dem die Mißweisung verschwindet.

Wie aus der oben stehenden Formel weiter hervorgeht, wirkt eine Neigung der einfallenden Wellen im gleichen Sinne, wie eine Verkleinerung des Antennenabstandes d. h. die maximale Mißweisung für in Richtung des Antennenpaares einfallende Wellen nimmt zu mit wachsendem Neigungswinkel der Wellen. Vertauscht man die Lagen der beiden Antennen (Antennenpaar Nord-Süd), so wird bei den gleichen Annahmen wie zuvor ($b = 2a$).

$$\operatorname{tg}\vartheta' = -\frac{1}{\sin\left(\frac{\pi d}{\lambda}\sin\alpha\cos\beta\right)}$$

Zwischen den beiden Drehwinkeln ϑ' und ϑ besteht dann die Beziehung

$$\operatorname{tg}\vartheta \cdot \operatorname{tg}\vartheta' = \operatorname{ctg}\alpha$$

die unabhängig von dem Neigungswinkel β ist, vorausgesetzt, daß $\frac{d}{\lambda}$ so klein gemacht wird, daß der Sinus durch sein Argument ersetzt werden kann.

Die größten Mißweisungen treten auch hier wiederum dann auf, wenn die Wellen in Richtung des Antennenpaares einfallen, d. h. für $\alpha = 90°$ gegenüber $\alpha = 0°$ im vorhergehenden Falle.



Goniometer, bestehend aus zwei senkrecht zueinander angeordneten geknickten (Marconi) Antennen.

In einer früheren Arbeit[2]) ist für die Charakteristik

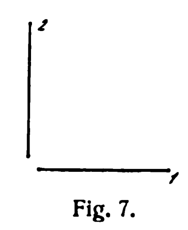


Fig. 7.

der geknickten Antenne die Gleichung abgeleitet worden

$$r = b \cos\beta \cos\gamma \sqrt{1 + m^2 \cos^2\alpha \cos^2\beta + \sqrt{2}\, m \cos\alpha \cos\beta}$$

worin $m = \frac{2a}{b} \cdot \frac{\pi d}{\lambda}$ gesetzt worden ist.

Ordnet man zwei Antennen derartig an, daß sie einen Winkel von 90° miteinander bilden und verbindet man jede von ihnen mit einer der Feldspulen des Goniometers, so erhält man für den Winkel ϑ, bei dem die Empfangswirkung verschwindet, die Bedingungsgleichung

$$\operatorname{tg} \vartheta = -\frac{\sqrt{1 + m^2 \cos^2\alpha \cos^2\beta + \sqrt{2}\, m \cos\alpha \cos\beta}}{\sqrt{1 + m^2 \sin^2\alpha \cos^2\beta + \sqrt{2}\, m \sin\alpha \cos\beta}}$$

Aus der Gleichung ergibt sich zunächst, daß die Größe des Winkels ϑ und damit auch die Mißweisung unabhängig ist von der Lage der Polarisationsebene.

Horizontal einfallende Wellen ($\beta = 0$).

In diesem Falle geht die obige Gleichung über in die folgende:

$$\operatorname{tg} \vartheta = -\frac{\sqrt{1 + m^2 \cos^2\alpha + \sqrt{2}\, m \cos\alpha}}{\sqrt{1 + m^2 \sin^2\alpha + \sqrt{2}\, m \sin\alpha}}$$

wird $\alpha = 0$, d. h. fällt die Welle in Richtung der einen Antenne ein (Ost-West), so erhält man

$$\operatorname{tg} \vartheta = -\sqrt{1 + m^2 + \sqrt{2}\, m}$$

Für Wellen, die senkrecht zu dieser Richtung einfallen ($\alpha = 90°$), wird

$$\operatorname{tg} \vartheta = -\frac{1}{\sqrt{1 + m^2 + \sqrt{2}\, m}}$$

Macht man endlich $\alpha = 45°$, so wird

$$\operatorname{tg} \vartheta = -1$$

d. h. für diesen Einfallswinkel peilt die Anordnung ohne Mißweisung.

Es zeigt sich außerdem, daß für alle anderen Winkel α zwischen 0° und 90° auch bei horizontalem Welleneinfall immer eine Mißweisung vorhanden ist, deren Größe abhängig ist einerseits von dem Einfallswinkel und andererseits von dem Werte m (siehe Fig. 8).

[2]) A. Esau, Jahrb. d. drahtl. Telegraphie. 1926.

Maximale Mißweisung tritt auf für Einfallswinkel $\alpha = 0°$ und 90°, und zwar wächst ihr Betrag mit abnehmenden Werten von m. Da nun bei einer fast gegebenen Antennen-

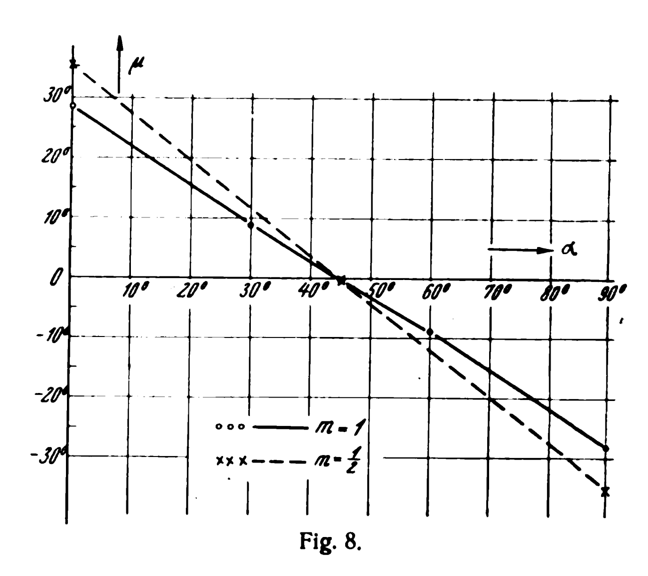


Fig. 8.

anordnung der Ausdruck $m \cos\beta$ mit zunehmender Neigung kleiner wird, so ergibt sich, daß unter dem Einfluß der Neigung eine Vergrößerung der Mißweisung erfolgt.

Goniometer, bestehend aus zwei senkrecht zueinander angeordneten V-Antennen. (Fig. 9.)

Besteht das Goniometer aus zwei sich unter 90° kreuzenden

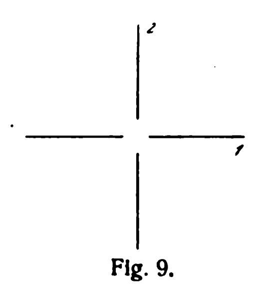


Fig. 9.

den V-Antennen, deren Charakteristik, wie früher gezeigt worden ist[3]), dargestellt wird durch die Gleichung

$$\left\{ \begin{array}{l} r = b \cos\beta \cos\gamma \sqrt{1 + m^2 \cos^2\alpha \cos^2\beta + \sqrt{2}\, m \cos\alpha \cos\beta} \\ \qquad - \sqrt{1 + m^2 \cos^2\alpha \cos^2\beta - \sqrt{2}\, m \cos\alpha \cos\beta} \end{array} \right\}$$

so erhält man für ϑ den Ausdruck

$$\left\{ \operatorname{tg} \vartheta = -\frac{\sqrt{1 + m^2 \cos^2\alpha \cos^2\beta + \sqrt{2}\, m \cos\alpha \cos\beta} - \sqrt{1 + m^2 \cos^2\alpha \cos^2\beta - \sqrt{2}\, m \cos\alpha \cos\beta}}{\sqrt{1 + m^2 \sin^2\alpha \cos^2\beta + \sqrt{2}\, m \sin\alpha \cos\beta} - \sqrt{1 + m^2 \sin^2\alpha \cos^2\beta - \sqrt{2}\, m \sin\alpha \cos\beta}} \right\}$$

Auch hier ist, wie im vorhergehenden Fall die Mißweisung unabhängig von der Lage der Polarisationsebene.

Horizontal einfallende Wellen ($\beta = 0$).

Bei horizontalem Welleneinfall ($\beta = 0°$) geht die allgemeine Gleichung über in die folgende:

$$\operatorname{tg} \vartheta = -\frac{\sqrt{1 + m^2 \cos^2\alpha + \sqrt{2}\, m \cos\alpha} - \sqrt{1 + m^2 \cos^2\alpha - \sqrt{2}\, m \cos\alpha}}{\sqrt{1 + m^2 \sin^2\alpha + \sqrt{2}\, m \sin\alpha} - \sqrt{1 + m^2 \sin^2\alpha - \sqrt{2}\, m \sin\alpha}}$$

[3]) A. Esau, Jahrb. d. drahtl. Telegraphie. 1926.

Wie aus der Gleichung hervorgeht, verschwindet die Mißweisung nicht nur wie zuvor für einen Einfallswinkel $\alpha = 45°$, sondern außerdem noch für zwei andere Werte $\alpha = 0°$ und $90°$.

Maximale Mißweisungen treten auf bei Einfallswinkeln $\alpha = 22° \, 30'$ bzw. $67° \, 30'$ (s. Fig. 10). Sie sind ebenfalls abhängig vom Werte der Größe m und zwar derart, daß im vorliegenden Fall im Gegensatz zum vorhergehenden mit abnehmendem m eine Verringerung der Mißweisung eintritt.

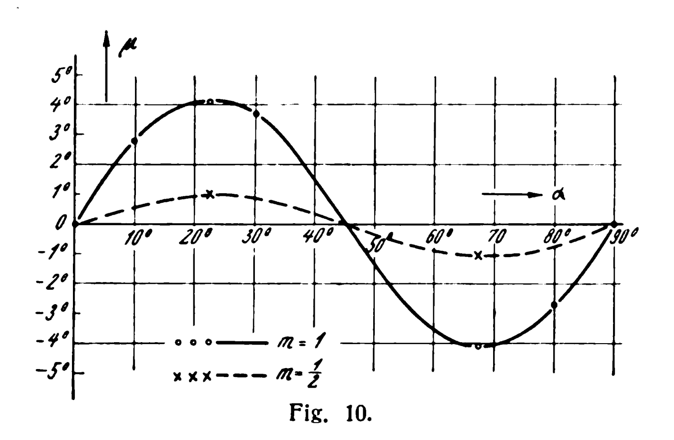


Fig. 10.

Geneigt einfallende Wellen ($\beta \gtreqless 0$).

Da mit wachsender Neigung der Ausdruck $m \cos \beta$ abnimmt, so ergibt sich, daß die aus 2 V-Antennen bestehende Goniometeranordnung um so weniger falsch peilt, je stärker geneigt die Wellen einfallen. Dieses Verhalten ist genau das entgegengesetzte wie bei einer Anordnung, die nur aus zwei geknickten Antennen besteht.

Goniometer bestehend aus einer V-Antenne (Ost-West-Richtung) und einer Rahmenantenne (Nord-Süd).

Tritt an die Stelle des Antennenpaares eine Rahmenantenne, so erhält man für ϑ den Ausdruck:

$$\operatorname{tg} \vartheta = -\frac{b \cos \beta \cos \gamma \left\{ \sqrt{1 + m^2 \cos^2 \alpha \cos^2 \beta + \sqrt{2}\, m \cos \alpha \cos \beta} - \sqrt{1 + m^2 \cos^2 \alpha \cos^2 \beta - \sqrt{2}\, m \cos \alpha \cos \beta} \right\}}{a (\sin \alpha \cos \gamma + \cos \alpha \sin \beta \sin \gamma}$$

Macht man $b = a$ und setzt man horizontalen Welleneinfall voraus ($\beta = 0$), so geht er über in den folgenden

$$\operatorname{tg} \vartheta = -\frac{\sqrt{1 + m^2 \cos^2 \alpha + \sqrt{2}\, m \cos \alpha} - \sqrt{1 + m^2 \cos^2 \alpha - \sqrt{2}\, m \cos \alpha}}{\sin \alpha}$$

Die Mißweisung ist, wie aus der Gleichung hervorgeht, unabhängig von der Polarisation der Wellen, solange es sich um horizontale Strahlen handelt. Sie wird Null für Einfallswinkel $0°$ und $90°$.

Wie aus der folgenden Figur hervorgeht, liegt das Maximum der Mißweisung bei normal polarisierten, horizontal einfallenden Wellen in der Gegend von $\alpha = 60°$. Sie ist für alle Einfallswinkel gleichsinnig.

Fallen die Wellen geneigt ein ($\beta > 0$), so ändert sich der Verlauf der Mißweisungskurve. Sie erreicht für einen Einfallswinkel von etwa $30°$ ein Maximum, geht dann bei $\alpha = 60°$ durch Null hindurch, wo ein Richtungswechsel stattfindet, um dann nochmals ein schwächer ausgebildetes Maximum — allerdings mit anderen Vorzeichen — in der Gegend von $\alpha = 75°$ anzunehmen.

Ändert sich der Neigungswinkel β, so ändert sich auch der Kurvenverlauf. Es wachsen die Mißweisungen mit zunehmender Neigung der einfallenden Strahlen. Außerdem tritt hier nur ein Maximum auf, das etwa an der gleichen Stelle liegt, wie bei $\beta = 30°$, während das zweite Maximum nicht vorhanden ist.

Fallen die Wellen geneigt ein und ist außerdem ihre Polarisation nicht normal, so zeigt die Anordnung maximale Mißweisung bei einem Einfallswinkel $\alpha = 0°$, deren Größe abhängig ist von dem Winkel γ, um den die Polarisationsebene aus ihrer normalen Lage herausgedreht ist.

Vertauscht man die Lagen der beiden Antennen, so wird die Mißweisung nicht wie zuvor bei $\alpha = 0$ ihren größten Wert annehmen, sondern für $\alpha = 90°$, d. h. maximale Mißweisung tritt bei der Anordnung immer dann ein, wenn die Wellen in Richtung der V-Antenne einfallen.

Bei normal polarisierten, horizontal einfallenden Wellen hat die Vertauschung der Antennen eine Änderung des Richtungssinnes der Mißweisungen zur Folge.

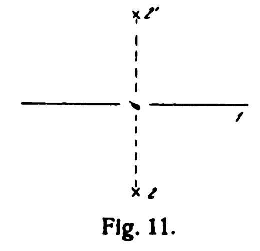


Fig. 11.

Goniometer, bestehend aus einer V-Antenne und einem Antennenpaar (Nord-Süd). (Fig. 11.)

Besteht die Antennenanordnung nicht wie vorhin angenommen aus 2 V-Antennen, fanden aus einer einzigen (Ost-Westrichtung), wobei die andere durch ein Antennenpaar erfaßt worden ist, so ergibt sich für den Drehwinkel ϑ die Gleichung:

$$\operatorname{tg} \vartheta = -\frac{b \cos \beta \cos \gamma \left\{ \sqrt{1 + m^2 \cos^2 \alpha \cos^2 \beta + \sqrt{2}\, m \cos \alpha \cos \beta} - \sqrt{1 + m^2 \cos^2 \alpha \cos^2 \beta - \sqrt{2}\, m \cos \alpha \cos \beta} \right\}}{2\, a \cos \beta \cos \gamma \sin \left(\frac{\pi d}{\lambda} \sin \alpha \cos \beta \right)}$$

oder, wenn $d = 2a$ gemacht wird.

$$\operatorname{tg} \vartheta = -\frac{\sqrt{1 + m^2 \cos^2 \alpha \cos^2 \beta + \sqrt{2}\, m \cos \alpha \cos \beta} - \sqrt{1 + m^2 \cos^2 \alpha \cos \beta - \sqrt{2}\, m \cos \alpha \cos \beta}}{\sin \left(\frac{\pi d}{\lambda} \sin \alpha \cos \beta \right)}$$



Wie bei allen offenen Antennenformen ist auch hier wiederum die Mißweisung unabhängig von der Polarisation.

Horizontal einfallende Wellen ($\beta = 0$).

Die allgemeine Gleichung nimmt in diesem Falle die Form an

$$\operatorname{tg} \vartheta = - \frac{\sqrt{1 + m^2 \cos^2 \alpha + \sqrt{2} m \cos \alpha} - \sqrt{1 + m^2 \cos^2 \alpha - \sqrt{2} m \cos \alpha}}{\sin\left(\frac{\pi d}{\lambda} \sin \alpha\right)}$$

Die Mißweisung verschwindet für Einfallswinkel $\alpha = 0°$ und $90°$. Sie hängt ab von dem Verhältnis $\frac{d}{\lambda}$ und zwar wird sie größer mit abnehmendem Verhältnis $\frac{\text{Abstand}}{\text{Wellenlänge}}$. Sie wächst außerdem mit abnehmendem Wert von m.

Geneigt einfallende Wellen ($\beta > 0$).

Der Einfluß der Neigung der einfallenden Wellen macht sich dahin geltend, daß bei festgehaltenem $\frac{d}{\lambda}$ die Mißweisung um so größer wird, je steiler die Wellen einfallen.

Vertauscht man die Richtungen der beiden Antennen (Antennenpaar (Ost-West), so erhält man für ϑ die Gleichung

$$\operatorname{tg} \vartheta = - \frac{\sin\left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos a \cos \beta\right)}{\sqrt{1 + m^2 \sin^2 a \cos^2 \beta + \sqrt{2} m \sin a \cos \beta} - \sqrt{1 + m^2 \sin^2 a \cos^2 \beta - \sqrt{2} m \sin a \cos \beta}}$$

Die Einfallswinkel, bei denen die Mißweisung verschwindet, liegen ungeändert bei $0°$ und $90°$. Es ändert sich nur der Sinn der Mißweisungen. So war beispielsweise im vorhergehenden Falle für $\alpha = 45°$ der Wert $\mu = + 0° 42'$ gefunden worden, der hier nur das Vorzeichen ändert.

Flimmerpeilung (Methode von Robinson).

Von Robinson ist vor einigen Jahren eine Peilmethode angegeben worden, bei der die Richtung der einfallenden Wellen nicht wie bei den bisher behandelten, allgemein üblichen Verfahren in der Minimumstellung der Apparatur, d. h. beim Verschwinden der Empfangsintensität bestimmt wird, sondern unmittelbar bei maximaler Empfangslautstärke.

Die Anordnung besteht aus zwei senkrecht zueinander angeordneten Rahmenantennen, die um eine vertikale Achse gedreht werden können.

Die Ausführung der Peilung geschieht in der Weise, daß der eine der beiden Rahmen auf die zu peilende Welle abgestimmt und in die maximale Empfangsstellung gedreht wird. Schaltet man hierauf den senkrecht dazu stehenden Rahmen hinzu, so wird im Allgemeinen eine Änderung der Lautstärke eintreten, die im Telephon beobachtet wird und zwar auch dann, wenn die notwendigen Maßnahmen getroffen worden sind, um eine Verstimmung des Rahmenkreises zu vermeiden.

Nur in dem einen Fall, wo die Ebene des Zusatzrahmens genau senkrecht auf der Richtung der einfallenden Welle steht, treten keine Intensitätsschwankungen (Flimmern) auf. Man hat also bei der Peilung die Anordnung unter dauernder Zu- und Abschaltung der einen Rahmenantenne so lange zu drehen, bis das „Flimmern“ verschwindet.

Wendet man auf diese Anordnung die im ersten Teil für die Rahmenantenne angegebenen Betrachtungen an, so zeigt sich, daß Mißweisungen nicht auftreten, so lange entweder die Wellen horizontal einfallen oder aber bei geneigt einfallenden Wellen die Lage der Polarisationsebene normal ist, genau wie beim einfachen Drehrahmen.

Hat man es aber mit geneigt einfallenden und nicht normal polarisierten Wellen zu tun, so werden stets Mißweisungen auftreten, deren Abhängigkeit von α, β und γ entsprechend ist wie bei der im vorhergehenden Abschnitt behandelten Rahmenantenne.

Ersetzt man die beiden Drehrahmen durch zwei Doppelantennenanordnungen (s. Abschnitt 1), die senkrecht zueinander liegen und um eine gemeinsame vertikale Achse gedreht werden können, so läßt sich hiermit ebenfalls die Flimmerpeilmethode zur Anwendung bringen. An Stelle des Zusatzrahmens wird im vorliegenden Falle das zweite Antennenpaar zu und abgeschaltet.

Im Gegensatz zur Rahmenanordnung ist diese Doppelantennenmethode frei von Mißweisungen auch dann, wenn die Wellen geneigt einfallen und ihre Polarisation anormal ist.

Vergleich der rechnerisch ermittelten Ergebnisse mit Beobachtungen von Buchwald und Baldus.

Baldus und Buchwald[4]) haben in den Jahren 1917 und 1918 eine Reihe von Peilbeobachtungen ausgeführt, die sich auf Flugzeuge beziehen und bei denen Höhe, Abstand von der peilenden Station und die Flugrichtung in Bezug auf letztere geändert wurden.

Die die Peilung ausführende Bodenstation war eine Goniometeranlage, deren Antennen entweder als geschlossene Schleifen — teilweise wurden auch offene Drahtschleifen benutzt — oder aber auch als V-Antennen in geringem Abstand über dem Erdboden ausgeführt waren.

Sie fanden zunächst, daß sowohl die Flughöhe als auch die Entfernung des Flugzeuges einen Einfluß auf die Größe der Mißweisungen hatten, wobei die Frage offen blieb, ob beide Faktoren getrennt oder nur ihr Verhältnis als Neigungswinkel der einfallenden Wellen für die beobachteten Richtungsabweichungen verantwortlich zu machen seien. Aus den vorhergehenden Betrachtungen folgt, daß es nur auf den Neigungswinkel β ankommt.

Vergleichsbeobachtungen zwischen geschlossenen und offenen Schleifen am Empfänger ergaben ein unterschiedliches Verhalten der Mißweisungen in Bezug auf den horizontal gemessenen Einfallswinkel α.

Die Mißweisungen bei offnenen Schleifen nahmen ein Minimum an, wenn die Wellen in Richtung einer der beiden Antennen einfielen, d. h. für $\alpha = 0°$ und $\alpha = 90°$ in Übereinstimmung mit der Rechnung.

Bei geschlossenen Schleifen liegen die Verhältnisse anders, wie aus den allerdings leider nicht in genügender Zahl vorliegenden Beobachtungen hervorgeht.

Zu dem gleichen Ergebnis führten auch die im ersten Teil mitgeteilten Rechnungen, nach denen für den Fall geschlossener Schleifen für in Richtung der linken Antennen einfallenden Wellen ($\alpha = 0°$ und $90°$) maximale Mißweisungen auftreten, während bei $\alpha = 45°$ ein Minimum vorhanden ist.

Auch bei den ebenfalls verwendeten V-Antennen, führen Beobachtung und Rechnung zu dem gleichen Verhalten der Mißweisungen und zwar werden sie hier am größten, wenn die Wellen in Richtung der beiden Antennen einfallen, d. h. für Einfallswinkel $\alpha = 0°$ und $90°$.

[4]) Baldus und Buchwald, Jahrb. d. drahtl. Telegraphie und Telephonie 15, S. 214, 1920.



Zusammenfassung des dritten Teiles.

Im Gegensatz zu der im ersten Teil behandelten Goniometeranordnung mit Rahmenantennen, bei der geneigt einfallende und gleichzeitig nicht normal polarisierte Wellen immer Mißweisungen hervorrufen, erweist sich eine aus ungerichteten Antennen bestehende Anordnung fehlerfrei, wenn die Bedingung erfüllt ist: Abstand durch Wellenlänge so klein, daß die Ersetzung des Sinus durch sein Argument in dem Ausdruck $\sin\left(\frac{\pi d}{\lambda}\cos\alpha\right)$ erlaubt ist.

Ist diese Bedingung nicht erfüllt, so treten schon bei horizontalem Welleneinfall Mißweisungen auf im Gegensatz zu der Rahmenantennenanordnung, die unter dieser Voraussetzung fehlerfrei bleibt.

Maximale Werte der Mißweisung ergeben sich, wenn der Einfallwinkel $\alpha = 22{,}5^\circ$ bzw. $67{,}5^\circ$ beträgt; sie wird Null, wenn die Wellen in Richtung einer der beiden Antennenpaare einfallen, d. h. $\alpha = 0^\circ$ und 90°.

Die Größe der Mißweisung nimmt ab mit kleiner werdendem Verhältnis $\frac{d}{\lambda}$ und mit wachsendem Neigungswinkel.

Nicht genau senkrechte Lage der Antennenpaare und der Feldspulen des Goniometers zueinander bewirken eine Änderung bzw. rufen eine Mißweisung hervor in ganz ähnlicher Weise wie bei Rahmengoniometern.

Goniometeranordnungen, bestehend aus einer Rahmenantenne und einem senkrecht dazu angeordneten Antennenpaar, weisen auch bei horizontalem Welleneinfall Mißweisungen auf.

Das gleiche gilt auch für eine Anordnung, bei der der Rahmen durch eine einzige ungerichtete Antenne ersetzt wird. Mißweisungen treten auch bei horizontalem Welleneinfall auf, wenn die Anordnung aus zwei senkrecht zueinander liegenden geknickten (Marconi-)Antennen besteht.

Goniometeranordnungen, bestehend aus zwei senkrecht zueinander angeordneten V-Antennen (Antennenstern) zeigen ebenfalls Mißweisungen, die nur für Einfallwinkel von 0°, 45° und 90° verschwinden.

Ersetzt man die eine der beiden V-Antennen durch einen Rahmen, so bleiben die Mißweisungen bestehen. Ihr Verlauf ist aber ein anderer, wie im vorhergehenden Fall.

Etwas ganz ähnliches tritt ein, wenn der Rahmen durch ein Antennenpaar ersetzt wird.

Die Methode der Flimmerpeilung (Robinson) peilt richtig wie das Rahmengoniometer nur dann, wenn entweder die Wellen horizontal einfallen ($\beta = 0$) oder aber die Polarisation normal ist ($\gamma = 0$). In allen anderen Fällen treten Mißweisungen auf.

Beobachtungen von Buchwald und Baldus (Flugzeugpeilungen) zeigen die gleichen Unterschiede zwischen den Antennenformen wie die vorstehende Rechnung.

(Eingegangen am 4. Mai 1927.)

Über das Peilen von Drehfeldern mit Rahmen und Hilfsantenne.

Von **F. A. Fischer**, Kiel.

Die Richtwirkung einer idealen Rahmenantenne bei der gleichzeitigen Einwirkung zweier Funkstrahlen gleicher Frequenz, aber verschiedener Richtung, Stärke und Phase ist von Th. Heiligtag eingehend mathematisch untersucht worden.[1]) Er ist zu dem Ergebnis gekommen, daß sich aus der Güte des Minimums keine Schlüsse über die Größe der Mißweisung und die Zuverlässigkeit der Peilung ziehen lassen. Dies läßt sich leicht veranschaulichen.

Sei $H = H_0 \sin \omega t$ (Fig. 1) der magnetische Vektor des direkten Strahls, dessen Richtung bestimmt werden soll. Nach den neueren Anschauungen über die Ausbreitung der elektromagnetischen Wellen entstehen die Fehlweisungen nicht dadurch, daß dieser längs der Erdoberfläche verlaufende Strahl von seinem ursprünglichen Wege abgelenkt wird, sondern dadurch, daß außer diesem Strahl noch ein oder mehrere Raumstrahlen am Empfangsort mit beliebiger Phase, Richtung und Polarisation eintreffen[2]) und je nach den elektrischen Konstanten des Bodens (Leitfähigkeit, Dielektrizitätskonstante und Permeabilität) und der Wellenlänge mehr oder weniger reflektiert werden.

Fig. 1.

Ist nur ein Raumstrahl vorhanden, so wirkt auf die Rahmenantenne, die wir senkrecht stehend voraussetzen, dann außer dem Vektor H des direkten Strahls noch die horizontale Komponente $Z = Z_0 \sin(\omega t + \varphi)$ des durch den Raumstrahl erzeugten Störfeldes.

Wir zerlegen Z in zwei zeitliche Bestandteile.

$$Z = Z_0 \cos\varphi \sin\omega t + Z_0 \sin\varphi \cos\omega t$$
$$= A \sin\omega t + B \cos\omega t.$$

Das aus Z und H resultierende Feld ist im allgemeinen ein elliptisches Drehfeld. Der Rahmenempfang ist ein Minimum, wenn die große Achse der Ellipse in die Windungsebene des Rahmens fällt. Der Winkel zwischen der großen Achse der Ellipse und dem Vektor H ist die mit der auf kleinste Lautstärke eingestellten Rahmenantenne beobachtete Mißweisung.

Ist $B = 0$, so artet die resultierende Ellipse in eine gerade Linie aus, die, wenn nicht Z in Richtung von H liegt, mit H einen Winkel bildet. Die Lautstärke geht in diesem Fall

[1]) Th. Heiligtag. Ueber die Gründe der Mißweisungen beim Richtungsempfang. Jahrb. d. drahtl. Telegr. Bd. 21, S. 77, 1923.

[2]) R. L. Smith-Rose and Barfield. The cause and elimination of night errors in radio direction-finding. Journal of the Institution of Electrical Engineers Bd. 64, S. 831, 1926.



im Minimum auf Null herab. Man sagt, das Minimum ist absolut. Es können also falsche Richtungen sowohl mit absolutem wie mit verwaschenem Minimum gewiesen werden.

Ist $A = o$ und steht Z senkrecht auf H, so fällt die Richtung der großen Achse des resultierenden elliptischen Drehfeldes mit der Richtung von H zusammen. Es wird also in diesem Falle die wahre Richtung mit schlechtem Minimum gewiesen.

Diese Betrachtungen von Heiligtag haben eine ideale Rahmenantenne zur Voraussetzung. In Praxi läßt sich jedoch ein Rahmenpeiler nicht so symmetrisch bauen und schalten, daß nicht ein kleiner „Antenneneffekt" aufträte. Dieser bewirkt, daß außer der Rahmen-E.M.K. noch eine um 90° gegen diese in Phase verschobene Stör-E.M.K. auftritt. Zu deren Kompensierung benutzt Telefunken die „Hilfsantenne", eine kleine Vertikaldrahtantenne, die gegen die Peilwelle hinreichend verstimmt sein muß, da sie in den Rahmenkreis eine E.M.K. zu induzieren hat, die um 90° gegen die von der einfallenden Welle erzeugte E.M.K. in Phase verschoben ist.

Die Hilfsantenne wird so zum Rahmenkreis gekoppelt, daß sie ihm eine E.M.K. liefert, die die E.M.K. des Antenneneffekts gerade aufhebt. Dadurch wird das verwaschene Minimum absolut gemacht.

Im folgenden soll nun untersucht werden, wie diese Kombination von Rahmen und Hilfsantenne ein Drehfeld peilt.

Dabei soll zunächst, um ein einfaches Beispiel zu betrachten, die Erde als vollkommen reflektierend angenommen werden, wie es auf See für Wellen von einigen hundert Meter Länge zutrifft. (Der resultierende elektrische Vektor der Raumwelle und ihrer Reflektierten steht dann unabhängig vom Erhebungswinkel und vom Polarisationswinkel senkrecht auf der Erde, während der resultierende magnetische parallel zur Erde verläuft.) Die elektrischen Vektoren bilden also unter dieser Voraussetzung unter allen Umständen ein lineares Drehfeld.

1. Im Falle $B = 0$ macht die Hilfsantenne durch Kompensation des Antenneneffekts lediglich das Minimum scharf. Der Peiler zeigt wie der ideale Rahmen die Richtung der Resultierenden aus Z und H.

2. Der nächst einfache Fall ist $A = 0$ und Z senkrecht auf H (Fig. 2). Z und H sind die Hauptachsen eines elliptischen Drehfeldes.

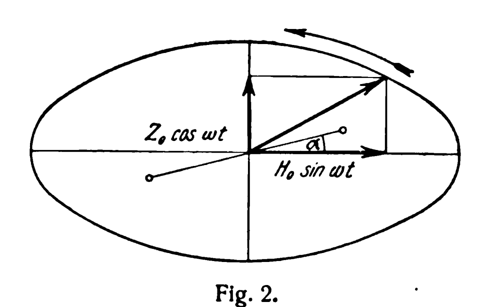


Fig. 2.

Die Rahmenebene bilde mit H_0, der großen Achse der Ellipse den Winkel α. Die in dem Rahmen induzierte E. M. K. ist proportional der Änderung des magnetischen Flusses, also

$$lH_0 \cos \omega t \sin \alpha + lZ_0 \sin \omega t \cos \alpha$$

vermehrt um den von α unabhängigen Antenneneffekt

$$mH_0 \sin \omega t + mZ_0 \cos \omega t$$

Die Hilfsantenne liefert hierzu eine E.M.K., die der des Antenneneffekts entgegengesetzt phasengleich ist, also

$$- nH_0 \sin \omega t - nZ_0 \cos \omega t$$

(l, m, n sind Proportionalitätskonstante.)

Da die Hilfsantennenkopplung so bedient wird, daß die Lautstärke im Minimum völlig verschwindet, so ist die Minimumstellung des Rahmens durch jenen Winkel α bestimmt, der den Ausdruck für die insgesamt wirkende E. M. K.

$$lH_0\omega \sin \alpha \cos \omega t + lZ_0\omega \cos \alpha \sin \omega t$$
$$+ (m - n) H_0 \sin \omega t + (m - n) Z_0 \cos \omega t = 0$$

macht.

Diese Gleichung gilt nur dann für alle t, wenn gleichzeitig

$$lH_0\omega \sin \alpha + (m - n) Z_0 = 0$$

und

$$lZ_0\omega \cos \alpha + (m - n) H_0 = 0 \quad \text{ist.}$$

Hieraus ergibt sich

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{Z_0^2}{H_0^2}$$

3. Im allgemeinen Fall, wo Z mit H den Winkel ψ bildet und $Z = A \sin \omega t + B \cos \omega t$ ist, findet man in analoger Weise für α die Formel

$$\frac{\sin \alpha}{\sin (\psi - \alpha)} = \frac{B^2}{H_0^2 + A H_0} - \frac{A}{H_0}$$

Ergebnis: Der Rahmenpeiler mit Hilfsantenne liefert auch beim Peilen elliptischer Drehfelder, die durch Zusammentreffen zweier Funkstrahlen entstehen (bei vollkommen reflektierendem Boden), ein absolutes Minimum. Er zeigt im Minimum nicht wie der ideale Rahmen die Richtung der großen Achse der Ellipse an, sondern weicht von dieser Richtung im Drehsinne des Feldes um den Winkel α ab.

Um diesen Winkel α unterscheiden sich also die Mißweisungen des Peilers mit Hilfsantenne von denen des reinen Rahmens, wie sie Heiligtag berechnet hat. Der Winkel α kann sich zu der Heiligtagschen Mißweisung sowohl addieren wie subtrahieren.

Artet die Ellipse in einen Kreis aus, so wird die Peilung unbestimmt. Es läßt sich dann in jeder beliebigen Rahmenstellung die Lautstärke zu Null machen.

In praxi wird bei sehr kreisähnlichen Ellipsen die nur schwach dimensionierte Hilfsantenne zum Scharfmachen des Minimums nicht ganz ausreichen. Sehr langgestreckte Drehfelder wird man dagegen bei dem Peiler mit Hilfsantenne gar nicht als solche bemerken. Dies ist jedoch kein Nachteil, da, wie Heiligtag gezeigt hat, aus der Beschaffenheit des Drehfeldes nicht auf die Zuverlässigkeit der Peilung geschlossen werden kann. In den Fällen jedoch, in denen zufällig die wahre Richtung mit der großen Achse der Ellipse zusammenfällt, täuscht der Peiler mit Hilfsantenne eine Mißweisung vor, die um so größer ist, je kreisähnlicher die Ellipse ist. Die zusätzliche Fehlweisung α kann bis zu 45° betragen (wenn im Falle 1 $Z = H$ ist).

Lassen wir schließlich die zu Anfang gemachte einschränkende Voraussetzung vollkommener Reflexion des Bodens fallen und betrachten den allgemeinen Fall: Es treten mehrere Funkstrahlen mit verschiedenen Azimut-, Erhebungs- und Polarisationswinkeln, die unvollkommen reflektiert und gebrochen werden, zusammen. Dann bilden

nicht nur die magnetischen, sondern auch die elektrischen Kraftlinien ein elliptisches Drehfeld. Die räumliche Orientierung und Größe dieser Drehfelder ist bei gegebenen elektrischen Konstanten des Untergrundes aus den Azimut-, Erhebungs- und Polarisationswinkeln und dem Betrage der einzelnen Vektoren leicht zu berechnen.

Der Rahmen reagiert auf die Projektion des magnetischen Drehfeldes in die senkrecht zu seiner Drehachse verlaufende Ebene, die wir der Einfachheit halber als Horizontalebene annehmen wollen. Die Halbachsen dieser Projektion des magnetischen Drehfeldes seien R_{10} und R_{20}, so daß sie durch die beiden Vektoren $R_1 = R_{10} \sin \omega t$ und $R_2 = R_{20} \cos \omega t$, die den Winkel ψ miteinander bilden, dargestellt ist.

Die Hilfsantenne, die der Einfachheit halber in Richtung der Rahmenachse ausgespannt angenommen werden soll, reagiert auf die Projektion des elektrischen Drehfeldes auf die Richtung der Hilfsantenne. Die beiden durch Projektion erhaltenen Komponenten seien durch die Vektoren $S_1 = S_{10} \sin(\omega t + \delta)$ und $S_2 = S_{20} \cos(\omega t + \delta)$ dargestellt.

Bildet der Rahmen mit R_1 den Winkel χ, so ist die im Rahmen induzierte E. M. K.

$$E_I = l R_{10}\, \omega \cos \omega t \sin \chi + l R_{20}\, \omega \sin \omega t \sin(\psi - \chi).$$

Die E. M. K. des Antenneneffekts ist hier nun nicht nur den vertikalen Komponenten des elektrischen Drehfeldes proportional, also gleich

$$E_{II} = m S_{10} \sin(\omega t + \delta) + m S_{20} \cos(\omega t + \delta)$$

(vertikaler Antenneneffekt), sondern auch den Komponenten der Projektion des elektrischen Drehfeldes in die Horizontalebene, die in die Rahmenrichtung fallen. Die Halbachsen der Projektion des elektrischen Drehfeldes in die Horizontalebene seien T_{10} und T_{20}, so daß die Projektion durch die beiden Vektoren $T_1 = T_{10} \sin(\omega t + \delta)$ und $T_2 = T_{20} \cos(\omega t + \delta)$ dargestellt ist. T_1 bilde mit R_1 den Winkel τ_1, T_1 den Winkel τ_2. Dann ist die E. M. K. des „horizontalen

$$E_{III} = h T_{10} \sin(\omega t + \delta) \sin(\tau_1 - \chi) + h T_{20} \cos(\omega t + \delta) \sin(\tau_2 - \chi)$$

wo h eine Proportionalitätskonstante ist.

Die E. M. K. der Hilfsantenne ist

$$E_{IV} = - n S_{10} \sin(\omega t + \delta) - n S_{20} \cos(\omega t + \delta).$$

Die Minimumstellung χ des Rahmens wird wiedergefunden, indem die Summe der elektromotorischen Kräfte

$$E_I + E_{II} + E_{III} + E_{IV} = 0$$

gesetzt wird.

Aus den hieraus resultierenden Bedingungsgleichungen

$$l R_{10}\, \omega \sin \chi + m \overline{S}_{20} - n \overline{S}_{20} + h T_{10} \sin(\tau_1 - \chi) \sin \delta + h T_{20} \sin(\tau_2 - \chi) \cos \delta = 0$$

$$l R_{20}\, \omega \sin(\psi - \chi) + m \overline{S}_{10} - n \overline{S}_{10} + h T_{10} \sin(\tau_1 - \chi) \sin \delta - h T_{20} \sin(\tau_2 - \chi) \sin \delta = 0$$

mit $\overline{S}_{20} = S_{10} \sin \delta + S_{20} \cos \delta$

$\overline{S}_{10} = S_{10} \cos \delta + S_{20} \sin \delta$

folgt durch Gleichsetzen der Ausdrücke für n ein reeller Ausdruck für $\operatorname{tg} \chi$. In diesem Ausdruck kommt von der Apparatur herrührend nur $\frac{h}{l\,\omega}$ die relative Größe des horizontalen Antenneneffekts vor.

Der Rahmenpeiler mit Hilfsantenne liefert also beim Peilen elliptischer Drehfelder, die durch Zusammentreffen mehrerer Funkstrahlen entstehen, stets ein absolutes Minimum.

Die bisherigen Betrachtungen bezogen sich nur auf Drehfelder, die durch das Zusammentreffen mehrerer Strahlungsfelder entstehen. Es gibt aber auch Drehfelder, die dadurch entstehen, daß am Ort des Peilers zu dem Feld der ankommenden Welle das rückgestrahlte Induktionsfeld eines benachbarten Leitergebildes hinzutritt. Auf derartige Drehfelder dürfen die obigen Betrachtungen nicht angewandt werden. Da in einem Induktionsfeld der elektrische und der magnetische Vektor um 90° gegeneinander in Phase verschoben sind, kommt es ganz darauf an, ob die Hilfsantenne mit dem Rückstrahlfeld elektrisch oder magnetisch gekoppelt ist oder eine Mischung von beiden Kopplungen vorliegt. (Der Rahmen ist, wenn man von seinem Antenneneffekt absieht, magnetisch mit dem Rückstrahlfeld gekoppelt.) Da die Hilfsantenne im wesentlichen elektrisch mit dem Rückstrahlfeld gekoppelt ist und die Richtung der elektrischen Kraftlinien in der Nähe des Rückstrahlgebildes nicht mit den Kraftlinien der einfallenden Welle zusammenfällt, so läßt sich in praxi (z. B. auf Schiffen im Rückstrahlfeld der Masten) die Hilfsantenne so bauen, daß sie mit dem Rückstrahlfeld nicht gekoppelt ist, ohne an Wirksamkeit gegenüber der einfallenden Welle erheblich einzubüßen. Es ruft dann der Teil des Rückstrahlfeldes, der mit der Welle in Phase ist, eine reine Ablenkung hervor. Der Rahmen steht im Minimum, wenn die Resultierende aus dem Wellenfeld und der Ablenkkomponente des Rückstrahlfeldes in der Windungsebene des Rahmens liegt. Die um 90° gegen die ankommende Welle in Phase verschobene Komponente des Rückstrahlfeldes erzeugt im Rahmen eine mit dem Antenneneffekt conphase E.M.K., wird also ohne weiteres durch die Hilfsantenne kompensiert.

Der Rahmen ohne Hilfsantenne stellt sich auch bei diesen durch Rückstrahlung entstehenden Drehfeldern im Minimum in die Richtung der großen Achse der Ellipse ein, die im allgemeinen nicht mit der Richtung der Resultierenden aus Ablenkkomponente und Welle übereinstimmt. In Rückstrahlfeldern, die ganz um 90° gegen die Peilwelle in Phase verschoben sind (Schiffsmaste für die Wellen um 1000 m), die also beim Peiler mit Hilfsantenne keine Ablenkung, sondern nur Hilfsantennenbedarf erzeugen, würde ein Rahmen ohne Hilfsantenne eine Mißweisung haben, die bis zu 90° betragen kann.

Zusammenfassung:

Der ideale Rahmen zeigt beim Peilen eines elliptischen Drehfeldes die Richtung der großen Achse der Ellipse mit einem unscharfen, nicht absoluten Minimum an.

Der Rahmenpeiler mit Hilfsantenne liefert dagegen beim Peilen elliptischer Drehfelder, die durch Zusammentreffen mehrerer Funkstrahlen entstehen, stets ein absolutes Minimum, dessen Richtung nicht mit der Richtung der großen Achse des Drehfeldes zusammenfällt.

Während der ideale Rahmen auch bei Drehfeldern, die durch Hinzutreten eines Rückstrahlfeldes zu einer einfallenden Welle entstehen, die Richtung der großen Achse der Ellipse anzeigt, läßt sich beim Rahmenpeiler mit Hilfsantenne die letztere meist so ziehen, daß sie nicht mit dem Rückstrahlgebilde gekoppelt ist. Sie kompensiert dann die um 90° gegen die einfallende Welle in Phase verschobene Komponente des Rückstrahlfeldes.

(Eingegangen am 21. April 1927.)



Zur Theorie des Widerstandsvertärkers.

Von **Hermann Dänzer,**

Physikalisches Institut der Universität Frankfurt a. Main.

Die vorliegende Arbeit bezweckt eine möglichst erschöpfende Untersuchung der Abhängigkeit des maximalen Verstärkungsverhältnisses einer in der Widerstandsverstärkungsschaltung geschalteten Elektronenröhre von den in Frage kommenden Faktoren.

Der Uebersicht halber seien die bekannten Grundformeln an die Spitze gestellt.

$$i_a = K(e_g + D e_a)^{3/2} = f(e_g + D e_a) \qquad (1)$$

$$S = \frac{\partial i_a}{\partial e_g} = f' \qquad (2)$$

$$R_i = \frac{1}{\frac{\partial i_a}{\partial e_a}} = \frac{1}{f' D} \qquad (3)$$

aus (2) und (3) folgt

$$R_i = \frac{1}{D S} \qquad (4)$$

Für die Wechselgrößen $\mathfrak{i}_a$ und $\mathfrak{e}_g$ hat man die Gleichung

$$\mathfrak{i}_a = \frac{\partial f}{\partial e_g}\mathfrak{e}_g - \frac{\partial f}{\partial e_a}\mathfrak{R}_a \mathfrak{i}_a = S\mathfrak{e}_g - \frac{\mathfrak{R}_a}{\mathfrak{R}_i}\mathfrak{i}_a$$

Wir fassen in dieser Gleichung $\mathfrak{i}_a, \mathfrak{e}_g, \mathfrak{R}_a$ als komplexe Zahlen auf, deren absoluter Betrag gleich dem Effektivwert der betreffenden Wechselgröße ist. $\mathfrak{R}_a$ ist der komplexe Quotient aus dem Vektor der Anodenwechselspannung und dem Vektor des Anodenwechselstromes. Durch leichte Umformung unter Benutzung von (4) folgt die Barkhausensche Formel für das Verstärkungsverhältnis V

$$V = -\frac{\mathfrak{e}_a}{\mathfrak{e}_g} = \frac{1}{D\left(1 + \frac{R_i}{\mathfrak{R}_a}\right)}$$

V ist im allgemeinen komplex, sein absoluter Betrag ist gleich dem gewöhnlichen Verstärkungsverhältnis, welches durch das Verhältnis der Effektivwerte von $\mathfrak{e}_a$ und $\mathfrak{e}_g$ definiert ist. Im allgemeinen wäre es also ganz unrichtig, zur Berechnung von V einfach den normalen Wechselstromwiderstand für $\mathfrak{R}_a$ einzusetzen.

Beispiel: Liegt ein Ohmscher Widerstand r und eine Induktivität L im Anodenkreis, so folgt:

$$V = \frac{1}{D}\frac{1}{1 + \frac{R_i}{r + i\omega L}}; \quad |V| = \frac{1}{D}\frac{\sqrt{r^2 + \omega^2 L^2}}{\sqrt{(r + R_i)^2 + \omega^2 L^2}}$$

Dagegen würde sich ergeben, wenn man einfach

$$\mathfrak{R}_a = \sqrt{r^2 + \omega^2 L^2}$$

setzte

$$V = \frac{1}{D}\frac{\sqrt{r^2 + \omega^2 L^2}}{R_i + \sqrt{r^2 + \omega^2 L^2}}$$

Im Falle des Widerstandsverstärkers ist $\mathfrak{R}_a$ der Kombinationswiderstand, gebildet aus dem Widerstand r_a im Anodenkreis, dem Kondensator und dem Ueberbrückungswiderstand (Fig. 1).

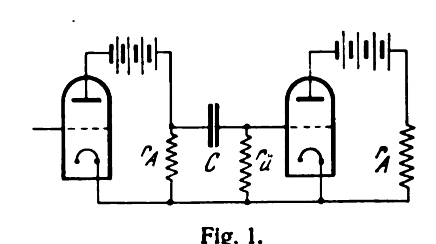


Fig. 1.

R_i ist nun nicht constant, sondern von r_a abhängig, da dessen Größe die an der Röhre liegende Anodenspannung e_a bestimmt. Es ist

$$i_a = K(e_g + D e_a)^{3/2}$$

Der Einfachheit halber beschränken wir uns auf den Fall $e_g = 0$; dann hat man:

$$S = \left(\frac{\partial i_a}{\partial e_g}\right)_{eg=0} = {}^3/_2\, K\, D^{1/2} e_a^{1/2}$$

$$R_i = \frac{1}{S D} = \frac{2}{3}\frac{1}{K} D^{-3/2} e_a^{-\frac{1}{2}}$$

$$V = \frac{1}{D}\frac{1}{1 + \frac{2}{3}K^{-1} D^{-3/2} e_a^{-\frac{1}{2}} \cdot \frac{1}{\mathfrak{R}_a}} \qquad (5)$$

für $\mathfrak{R}_a$ hat man $(i = \sqrt{-1})$

$$\frac{1}{\mathfrak{R}_a} = \frac{1}{\frac{1}{i\omega C} + r_ü} + \frac{1}{r_a}$$

Nun muß aber $\mathfrak{R}_a$ und damit V praktisch unabhängig von der Frequenz sein. Daraus folgt sofort, daß $r_ü$ groß gegen $\frac{1}{\omega C}$ sein muß. Wir vernachlässigen deshalb den Wechselwiderstand des Condensators gegen den des Ueberbrückungswiderstandes. Unsere Gleichung für V wird dann reell und $\mathfrak{R}_a$ wird

$$\mathfrak{R}_a = \frac{r_a \cdot r_ü}{r_a + r_ü}$$

Wir formen den Ausdruck für V weiter um. Es ist

$$P - i_a \cdot r_a = e_a; \text{ wegen } e_g = 0 \text{ ist}$$

$$i_a = K D^{3/2} e_a^{3/2} \quad \text{also}$$

$$P - K D^{3/2} e_a^{3/2} r_a = e_a \qquad (6)$$

eine kubische Gleichung für $\sqrt{e_a}$. Wir bilden

$$\frac{P}{e_a} = 1 + K D^{3/2} e_a^{1/2} r_a$$

für V erhält man dann

$$V = \frac{1}{D}\frac{1}{1 + \frac{2}{3}\frac{r_a}{\mathfrak{R}_a}\frac{1}{\frac{P}{e_a} - 1}} \qquad (7)$$



oder infolge des speziellen Ansatzes für $\Re_a$

$$V = \frac{1}{D} \frac{1}{1 + \dfrac{1 + \dfrac{r_a}{r_ü}}{\dfrac{P}{e_a} - 1}}$$

$\frac{P}{e_a}$ muß also möglichst groß, $\frac{r_a}{r_ü}$ möglichst klein d. h. $r_ü$ möglichst groß gemacht werden. Nun hängt aber e_a von r_a ab. Zur Untersuchung dieser Abhängigkeit bilden wir $\frac{d e_a}{d r_a}$ unter Constanthaltung von P und D. Es ist

$$P - K \cdot D^{3/2} e_a^{3/2} r_a - e_a = \varphi(P, D, e_a, r_a) = 0 \tag{6}$$

also $\frac{\partial \varphi}{\partial r_a} + \frac{\partial \varphi}{\partial e_a} \cdot \frac{d e_a}{d r_a} = 0$, so daß folgt:

$$\frac{d e_a}{d r_a} = - \frac{\dfrac{\partial \varphi}{\partial r_a}}{\dfrac{\partial \varphi}{\partial e_a}} = - \frac{- K D^{3/2} e_a^{3/2}}{- {}^3/_2 K D^{3/2} e_a^{1/2} r_a - 1}$$

$\frac{d e_a}{d r_a}$ ist also immer negativ; e_a fällt, wenn r_a steigt.

Die Existenz eines Maximums von V als Funktion von r_a ist also sehr wahrscheinlich.

Man hat in Gleichung (5) die Funktion

$$e_a^{-1/2} \left(\frac{1}{r_a} + \frac{1}{r_ü} \right) = f(e_a, r_a)$$

der beiden Veränderlichen e_a und r_a zu einem Minimum zu machen unter der Nebenbedingung Gl. (6)

$$\varphi(P, D, e_a, r_A) = 0 = P - K D^{3/2} e_a^{3/2} r_a - e_a$$

P und D sind hier constant. Die Minimumbedingungen sind

$$\left.\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial e_a} + \lambda \frac{\partial \varphi}{\partial e_a} &= 0 \\ \frac{\partial f}{\partial r_a} + \lambda \frac{\partial \varphi}{\partial r_a} &= 0 \\ \varphi &= 0 \end{aligned}\right\} \text{ 3 Gleichungen mit 3 Unbekannten.}$$

Die Differentiation ergibt:

$$- \frac{1}{2} e_a^{-3/2} \left(\frac{1}{r_a} + \frac{1}{r_ü} \right) - \lambda \left({}^3/_2 K e_a^{1/2} r_a D^{3/2} + 1 \right) = 0$$

$$- e_a^{-1/2} \frac{1}{r_a^2} - \lambda K e_a^{3/2} D^{3/2} = 0$$

aus der letzten Gleichung folgt für λ

$$\lambda = - K^{-1} e_a^{-2} D^{-3/2} r_a^{-2}$$

also

$$- \frac{1}{2} e_a^{-3/2} \left(\frac{1}{r_a} + \frac{1}{r_ü} \right) + \frac{3}{2} e_a^{-3/2} r_a^{-1} + K^{-1} e_a^{-2} D^{-3/2} r_a^{-2} = 0$$

oder

$$- \frac{1}{2} \left(\frac{1}{r_a} + \frac{1}{r_ü} \right) + \frac{3}{2} \frac{1}{r_a} + K^{-1} D^{-3/2} e_a^{-1/2} \frac{1}{r_a^2} = 0$$

Nun ist (6)

$$K D^{3/2} e_a^{3/2} r_a = P - e_a$$

also

$$K^{-1} D^{-3/2} e_a^{-\frac{1}{2}} r_a^{-2} = \frac{e_a r_a^{-1}}{P - e_a}$$

so daß die letzte Gleichung übergeht in:

$$- \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \frac{r_a}{r_ü} + \frac{3}{2} + \frac{e_a}{P - e_a} = 0 \quad \text{oder}$$

$$r_a = 2 r_ü \left(1 + \frac{1}{\dfrac{P}{e_a} - 1} \right) \tag{8}$$

Damit ist also der Wert von r_a, der dem Maximum von V entspricht, berechnet. Zieht man in Betracht, daß e_a nur einige Volts beträgt, während gewöhnlich $P = 100$ Volt ist, so folgt als überraschend einfache Lösung des zunächst sehr unübersichtlichen Gleichungssystems:

$\boxed{r_a = 2 r_ü}$ **vergl. Fig. 2**

V
26,3
26,1
25,9
6 Meg Ω
r_A →

Maximum von V für $r_A = 2 r_ü$
Daten: $r_ü = 3$ Meg Ω; $P = 100$ Volt; $K = 1,5 \cdot 10^{-4}$

Fig. 2.

Etwas allgemeiner kann gesagt werden, daß

$$0 < e_a < \frac{P}{2}$$

dann fogt:

$$2 r_ü < r_{a\,\max} < 4 r_ü$$

dem gezeichneten Maximum entspricht $e_a = 7$ Volt. Zur Erreichung des Verstärkungsmaximums hat man also den Anodenwiderstand ungefähr doppelt so groß als den Ueberbrückungswiderstand zu wählen; dabei steigt V dauernd mit Vergrößerung von $r_ü$. Vergl. Fig. (3). Das Maximum

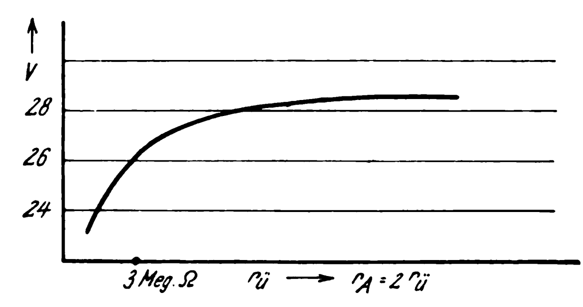


Fig. 3.
Höherlegung des Maximums der Fig. 2 durch Vergrößerung von $r_ü$.

für $r_a = 2 r_ü$ kann aber durch Vergrößerung der Batteriespannung P noch höher gelegt werden. Zum Beweise bilden wir: (r_a fest $= 2 r_ü$)

$$\frac{d \dfrac{P}{e_a}}{d P} = \frac{d \dfrac{P}{e_a}}{d e_a} \frac{d e_a}{d P}$$

Wir bilden zunächst $\frac{d e_a}{d P}$ aus 6

$$\frac{d e_a}{d P} = -\frac{\frac{\partial \varphi}{\partial P}}{\frac{\partial \varphi}{\partial e_a}} = -\frac{1}{-\frac{3}{2} K D^{3/2} e^{1/2} r_a - 1} = \text{positiv.}$$

Nun ist $\frac{P}{e_a} = 1 + K D^{3/2} e_a^{1/2} r_a$; also $\frac{d \frac{P}{e_a}}{d e_a}$ pos.

Also folgt, daß auch $\frac{d \frac{P}{e_a}}{d P}$ positiv ist, d. h. V steigt weiter durch Vergrößerung von P, allerdings ziemlich langsam, wie weiter unten ersichtlich. Wir fragen nun nach der Wahl von D:

Es ist (Gl. 7)

$$V = \frac{1}{D} \frac{1}{1 + \frac{2}{3} \frac{1 + \frac{r_A}{r_ü}}{\frac{P}{e_a} - 1}} = \frac{1}{D} \frac{1}{1 + \frac{2}{\frac{P}{e_a} - 1}}$$

Es ist also zu fordern, daß $\frac{2}{\frac{P}{e_a} - 1} \ll 1$

Wir setzen an $\frac{2}{\frac{P}{e_a} - 1} = \frac{1}{10}$, dann ist mit großer Annäherung $V_{max} = \frac{1}{D}$ erreicht.

Dann: $e_a = \frac{1}{21} P \approx 5$ Volt, wenn $P = 100$ Volt.

D folgt nun aus Gleichung 6.

$$D^{3/2} = \frac{1}{K} \frac{20}{21} P \frac{1}{r_a} \left(\frac{1}{21} P\right)^{-3/2}$$

$$D = 21 \left(\frac{20}{21}\right)^{2/3} K^{-2/3} \frac{1}{\sqrt[3]{P \cdot r_a^2}} \qquad (9)$$

$$V_{max} \approx \frac{1}{D} \approx \frac{k^{2/3}}{21} \sqrt[3]{P r_a^2} \quad \text{wo } r_a = 2 r_ü$$

Arbeitet man mit maximaler Verstärkung, d. h. ist (9) erfüllt, so ändert sich die Verstärkung nicht, wenn man P auf das 8fache erhöht und dafür r_a auf ungefähr den dritten Teil sinken läßt (und umgekehrt).

Spannungsänderungen haben also relativ kleinen Einfluß.

Bei gegebenem D gestattet also Formel 9 das zur Erreichung maximaler Verstärkung notwendige Produkt $P \cdot r_A^2$ zu berechnen.

Im allgemeinen wird man selten über $P = 100$ Volt und $r_A = 10^7 \, \Omega$ hinausgehen.

Bei gegebenem K kann dann $D = \frac{1}{V_{max}}$ berechnet werden:

Beispiel: Ist R der Gitterradius, l die Länge des Gitterzylinders, so kann gesetzt werden:

$$K = 1{,}5 \cdot 10^{-5} \cdot \frac{l}{R}$$

Wir nehmen $\frac{l}{R} = 10$; $r_ü = 5$ Meg Ω; $r_A = 10$ Megohm.

Es ergibt sich $V = 28$; $D = \frac{1}{28}$

Zusammenfassung.

Es wird der Einfluß der Batteriespannung, des Hochohmwiderstandes im Anodenkreis und des Ueberbrückungswiderstandes auf das Verstärkungsverhältnis untersucht. Es ergibt sich ein (allerdings nicht sehr scharfes) Maximum des Verstärkungsverhältnisses im Gebiet

$$2 r_ü < r_a < 4 r_ü,$$

im allgemeinen bei $r_a = 2 r_ü$.

Die Abhängigkeit des maximalen Verstärkungsverhältnisses von den in Frage kommenden Faktoren wird diskutiert.

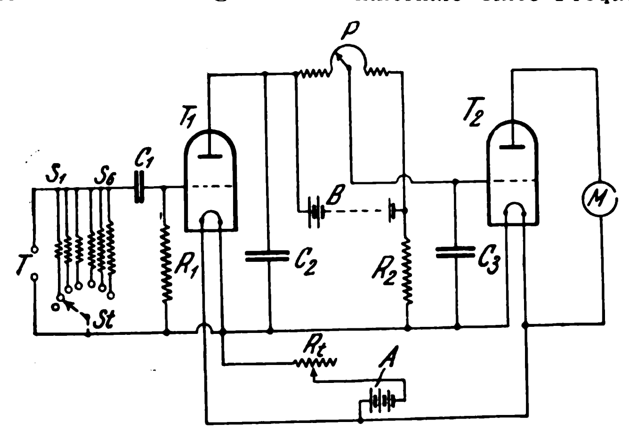
(Eingegangen am 17. März 1927.)

Referate.

M. Y. Colby. Ein Elektronenröhren-Instrumentarium für Messungen bei Radiofrequenzen. (A Vacuum-tube multimeter for radiofrequency measurements.) J. Scient. Instr. **3**, 342—347, 1926.

Der Verfasser hat es sich zur Aufgabe gemacht, ein bequemes, transportables Instrument zur Messung kleiner Wechselspannungen und Wechselströme zu konstruieren, wobei folgendes zu verlangen war: Vermeidung von Energieverbrauch durch die Messung, Unabhängigkeit von der Frequenz, gleichmäßige Empfindlichkeit über den ganzen Meßbereich. Zwei Röhren: eine Gleichrichter- und eine Verstärkerröhre werden verwandt. Die Schaltungsskizze ist in Fig. 1 gezeichnet. Das Instrument kann als Voltmesser und Strommesser verwandt werden. Röhre T_1 ist als Gleichrichter geschaltet, Röhre T_2 als Verstärker. Die Daten sind für die Röhren UV — 199 oder 201 — A angegeben, und zwar beträgt: $R_1 = 10$ Megohm; $R_2 = 100000 \, \Omega$: $P = 8000 \, \Omega$; $S_1 \succ S_0 = 1{,}76 \, \Omega \succ 372 \, \Omega$; $C_1 = 0{,}01 \, \mu F$; $C_2 = C_3 = 1 \, \mu F$; $B = 45$ bzw. 90 V; $A = 4{,}5$ oder 6 Volt. $R_t = 20 \, \Omega$. Das Potentiometer P dient zur Einregulierung der Gitterspannung an T_2, wenn keine Wechselspannung an den Eingangsklemmen T liegt; die die Röhre T_1 speisende Batterie B liefert somit gleichzeitig den Potentiometerstrom. Die Batterie A besteht aus drei Trockenelementen. Die Kondensatoren C_2 und C_3 sollen irgendwelche noch vorhandenen Wechselspannungen vom Gitter der Röhre T_2 fernhalten. M ist ein Mikroampèremeter. R_t dient

dazu, den Heizstrom auf dem gleichen Wert zu halten, den er bei der Eichung des Instrumentariums besaß. Die Widerstände S_1—S_6, die aus Paralleldrähten von Manganin bestehen, sind als induktionsfreie Widerstände von vernachlässigbarer Kapazität gebaut und gestatten die Verwendung des Instrumentes als Strommesser mit 6 Meßbereichen. (Es fehlt in der Zeichnung des Verf. die Verbindung von St nach der unteren horizontalen Stromführung, der Ref.) Das Gitter von T_1 liegt am negativen Pol der Heizbatterie. Infolge des hohen Ableitungswiderstandes R_1 von 10 Megohm bleiben die Ausschläge von M innerhalb eines Frequenz-



bereiches von 60 bis 10^6 Hertz unabhängig von der Frequenz. Die Anodenspannung für T_1 ist so gewählt, daß geringe Aenderungen ihres Wertes einflußlos bleiben (90 Volt für 201—A Röhre, 45 Volt für UV —199); Spannungsänderungen an der Anode von 10% bewirken eine Aenderung der Eichung um 1%.

Eine Wechselspannung von 0,3 Volt an T bewirkt ein Ansteigen des durch M fließenden Stromes von 20 auf 100 Mikroampère, dieser prozentuale starke Anstieg des Emissionsstromes von T_2 wird dadurch erreicht, daß als Anodenspannung nur die geringe zwischen der Anode und dem negativen Ende ihres Heizfadens liegende Heizbatteriespannung verwandt wird.

Das Instrument hat drei Spannungsmeßbereiche von 0—0,3 V; 0—1,75 V und 0—5 V und sechs Strommeßbereiche von 100 Mikroampère bis 3 Ampère. Die drei Spannungsbereiche sind durch verschiedene Einstellung von R_t, die Strombereiche durch S_1 bis S_6 regelbar. Der Verfasser zeigt an einer beigegebenen Eichkurve für den empfindlichsten Bereich, daß die Eichpunkte aufgenommen bei einer Frequenz von 60 Hertz und bei 300 000 Hertz dieselbe Kurve bilden. Es hat sich gezeigt, daß die Eichung über lange Zeit erhalten bleibt.

A. Scheibe.

Frederick J. Rasmussen. Frequenzmessungen mit dem Kathodenstrahloszillographen. (Frequency measurements with the cathode ray oscillograph.) Journ. Amer. Inst. Electr. Eng. Bd. **46**, S. 3—12, 1927, Nr. 1.

Die Meßeinrichtung ist für die Eichung von Sendern, Stimmgabeln, Wellenmessern und anderen elektrischen Geräten bestimmt. Sie besteht aus einer Normalstimmgabel von 100 Hertz, einem 1000-Hertz-Schwingungskreis, dessen Frequenz von einer Oberschwingung des Stimmgabelsenders gesteuert wird und einem in gleicher Weise betätigten 10 000-Hertz-Sender. Diese drei Frequenzen liegen dauernd fest. Stetig veränderlich sind zwei Röhrensender innerhalb des Frequenzbereiches von 35 Hertz bis 75 000 Hertz bzw. bis 1 500 000 Hertz. Die Spannungen dieser Wechselstromquellen können wahlweise an die Ablenkungsplatten einer mit 300 Volt Spannung betriebenen Braunschen Röhre gelegt werden. Die Konstruktion der Röhre ist von J. B. Johnson beschrieben. (Bell Syst. Techn. Journ. Nov. 1922.) Außerdem wird noch die zu messende Frequenz an ein zweites Paar Ablenkungsplatten gelegt. Die Einschaltung von Kondensatoren und Ableitungswiderständen an die Ablenkungsplatten ermöglicht auch die Verwendung von Wechselstrom mit starker Gleichstromkomponente. Man kann die Röhrensender beliebig mit den von der Stimmgabel kontrollierten Normalfrequenzen oder mit der zu prüfenden Frequenz kombinieren. Für die Frequenzbestimmung selbst werden die Lissajousschen Figuren benutzt. Aus der Zahl der Linien kann man auf das Frequenzverhältnis schließen. Zählt man z. B. die Linien auf einer Vertikalen, dann ist das Frequenzverhältnis gleich $1 : (N + \frac{x}{l})$, wo N eine unbekannte ganze Zahl, l die Zahl der beobachteten Linien und x eine ganze Zahl ist, die kleiner als l ist und mit l keinen gemeinsamen Teiler besitzt. Es ist eine Tabelle angegeben, aus der man leicht das jeweilige Frequenzverhältnis aus der Zahl l entnehmen kann. Die Genauigkeit soll etwa 0,01% betragen.

Weiter werden noch besondere Angaben über die Eichung der Röhrensender mit den Normalfrequenzen in Frequenzstufen von 25 zu 25 Hertz gegeben. Anschließend wird eine Näherungsmethode entwickelt, die erlaubt, aus den Kapazitätsänderungen für die Einstellung die Frequenz zu entnehmen.

Zum Schluß werden noch einige Spezialfälle besprochen, bei denen z. B. die Wechselspannung der Kathodenstrahl-Gleichspannung überlagert wird. Auch eine stroboskopische Stimmgabelmethode wird erwähnt.

Lübcke.

L. B. Turner. Radio-Telegraphy and Radio-Telephony. Journ. Inst. Electr. Eng. London, Bd. **65**, S. 131—136, 1927, Nr. 361, Jan.

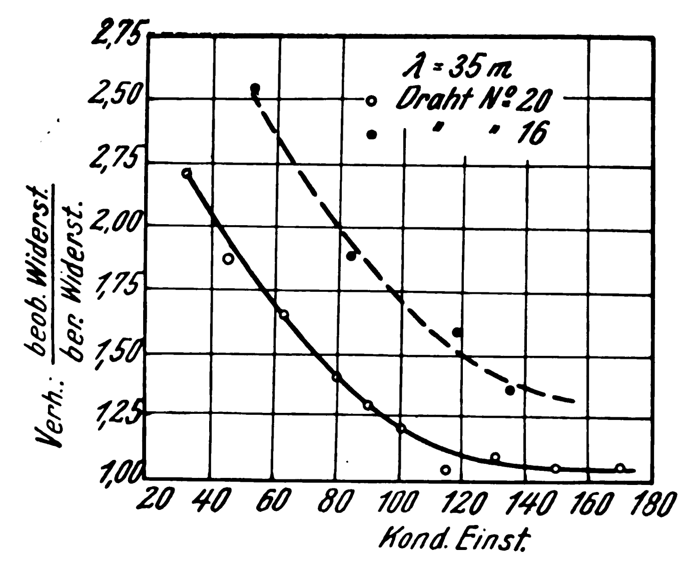
Es ist eine kurze Uebersicht über die letzte Entwicklung der drahtlosen Telegraphie und Telephonie. Diese ist hauptsächlich von der Elektronenröhre beherrscht. Die Rugby-Sendestation zeichnet sich durch ihre große Energie aus. Drückt man die Stärke einer Sendestation durch das Produkt aus Antennenstrom und effektiver Antennenhöhe aus, dann ergibt sich für Rugby 138 km/Amp., während für Nauen die Zahl 78 beträgt. Der Sender arbeitet nicht in Selbsterregungsschaltung, auch nicht als Verstärker einer durch Rückkopplung erzeugten Schwingung, sondern eine Stimmgabelschwingung wirkt auf das Gitter einer Verstärkungsröhre ein. In deren Anodenkreis wird eine höhere Harmonische ausgesiebt, die ihrerseits auf eine Art Endverstärker für die Antenne wirkt. Mit der Rugby-Station ist ein drahtloses Gegensprechen mit Amerika möglich. Man schaltet dazu ein Seitenband und die Trägerwelle durch Filter aus und sendet nur das eine Seitenband. Beim Empfang wird die Trägerfrequenz wieder überlagert. Die Zahl der Kurzwellensender hat erheblich zugenommen, bereits im August 1926 gab es 140 Stationen mit Wellenlängen zwischen 150 und 13 m. Man hat Kurzwellensender bis zu 50 kW Energie gebaut. Schwierigkeiten liegen nicht mehr in den Geräten, sondern nur noch in dem Beherrschen des Uebertragungsvorgangs, da manche Wellenlängen nur bei Tage, andere wieder nur bei Nacht Empfang verbürgen. Bemerkenswerte Fortschritte sind auf dem Gebiet des gerichteten Sendens erzielt worden. Beim Rundfunk zeigen

sich in den letzten Entwicklungen lebhafte Bestrebungen zur Verbesserung der Qualität und des Energiebedarfes. Sparröhren, Netzanschlußgeräte für Gleich- und Wechselstrom, resonanzfreie Verstärker kennzeichnen den Weg. Die Wiedergabe ist noch häufig sehr schlecht. Die Frage der Aussteuerung des Senders ist wohl noch nicht restlos geklärt. Die Möglichkeit des Auftretens von Verzerrungen im Medium ist noch nicht hinreichend studiert. Vielfach sind vom Standpunkt der künstlerischen Klangwiedergabe die Empfänger besser als die Aufnahme- und Sendeorgane. Die Zahl der Rundfunksender in Europa beträgt z. Zt. etwa 180, während bei einer Frequenzbreite von 5000 Hertz um die Trägerfrequenz nur 100 Sender auf den Wellenbereich von 200—600 m zu verteilen sind. Um gegenseitige Störungen möglichst zu vermeiden, hat man schwachen, weit entfernten Stationen mehrfach die gleiche Wellenlänge zugewiesen. Als wirklicher Fortschritt wird die Loewe-Mehrfachröhre für Hoch- und Niederfrequenzverstärkung bezeichnet. Wichtig ist jetzt die Frage der genauen Frequenzmessung und der Konstanthaltung bestimmter Frequenzen. Hierzu bedient man sich weitgehend des piezoelektrischen Effektes von Quarz. Die Resonanzfrequenz eines Quarzstückes ist annähernd durch die Beziehung gegeben: Wellenlänge in m = 110 × (Dicke des Quarzstückes in mm). Einzelheiten über diesen Gegenstand sind in dem Bericht von A. Scheibe[1]) enthalten. Lübcke.

W. M. Roberds. Der Widerstand von Kupferdrähten bei sehr hohen Frequenzen. (The resistance of cooper wires at very high frequencies.) Phys. Rev. (2) **29,** 165—173, 1927.

Frühere Versuche haben einen recht erheblichen Unterschied zwischen beobachteten und berechneten Werten des Widerstandes von Kupferdrähten bei Frequenzen der Größenordnung von 10^7 Hz ergeben. So fand z. B. A. Baley, Phys. Rev. **20,** 154, 1922, bei 1,5 × 10^7 Hz für Kupferdraht No. 18 (1,2 mm ⌀) das 4 bis 5fache des berechneten Wertes.

Der Verfasser untersucht, ob solche Unterschiede reell sein können. Er konstruiert zu diesem Zweck aus den Kupferdrähten Rechtecke, deren Länge immer zweimal so groß als die Breite ist, und die mit einem variablen



Kondensator einen auf die betreffende Frequenz abstimmbaren Resonanzkreis bilden. In dem Drahtrechteck liegt noch der Heizkreis eines Thermoelementes und ein zuschaltbarer Platindrahtwiderstand von 0,0069 cm Dicke. Aus dem Verhältnis der Ströme im Resonanzfalle bei zu- oder abgeschaltetem Platinwiderstand und unter Berücksichtigung des Hochfrequenzwiderstandes des Thermoelementes und des Platinwiderstandes ergibt sich der experimentelle Hochfrequenzwiderstand des Kupferdrahtes. Den theoretisch zu erwartenden Widerstand berechnet der Verfasser nach der Formel von A. Russell (Phil. Mag. **17,** 524, 1909). Das Verhältnis des beobachteten Widerstandes zu dem berechneten Widerstand ermittelt der Verfasser für verschieden lange Drahtrechtecke bei gleicher Versuchsfrequenz. In Fig. 1 ist dieses Verhältnis als Ordinate eingetragen, während als Abszissenpunkte die betr. Resonanzeinstellung des Abstimmungskondensators gewählt worden sind. Die Wellenlänge betrug 35 m, die gestrichelte Linie bezieht sich auf oxydierten Kupferdraht No. 16 (1,6 mm ⌀), die stark ausgezogene Kurve auf umsponnenen Draht No. 20 (0,9 mm ⌀). Aus den Kurven geht hervor, daß mit abnehmender Drahtlänge bzw. zunehmender Kapazität des Abstimmkondensators, besonders für Draht No. 20, sich das Widerstandsverhältnis dem Wert 1,05 nähert. Eine Rechnung zeigt, daß diese restliche Abweichung von einem nicht erfaßten Widerstand von 0,12 Ω herrührt. Von dieser Größenordnung ist jedoch bei diesen Frequenzen nach R. R. Ramsey der Hochfrequenzwiderstand eines „low loss"-Luftkondensators. Die Versuche zeigten, daß bei zu kleinen Kapazitäten, d. h. bei zu großen Drahtrechtecken, der Strom im Drahtkreis noch zu ungleichmäßig verteilt war, so daß hieraus die größeren Abweichungen im Widerstandsverhältnis resultieren. Der Verfasser zieht aus den Experimenten den Schluß, daß bei Frequenzen von 1,5 × 10^7 Hz keine große Abweichung zwischen den berechneten und experimentell gefundenen Werten besteht, falls für genügend gleichmäßige Stromverteilung gesorgt wird. Er findet jedoch auch, daß der Kondensator sehr das Resultat beeinflußt, so ergaben sich Unterschiede, wenn verschiedenartig konstruierte Drehkondensatoren benutzt wurden.

Der Verfasser untersucht weiterhin die Frage, inwieweit eine Oxydschicht auf dem Kupferdraht die Resultate fälschen kann. Zu diesem Zwecke wurde eine Kurve für das Widerstandsverhältnis bei einer Wellenlänge von 20 m mit normalem umsponnenen Kupferdraht No. 20 aufgenommen. Einen Teil dieses Drahtes setzte man dann 10 Wochen dem Wetter aus, bis er mit einer Oxydschicht überzogen war, worauf das Widerstandsverhältnis erneut bestimmt wurde. Es ergab sich, daß beide Kurven innerhalb der Genauigkeitsgrenze zusammenfallen. Die Oxydschicht kann demnach nur einen geringen Einfluß auf den Hochfrequenzwiderstand haben. A. Scheibe.

R. R. Ramsey. Der Widerstand von Hochfrequenzkreisen. (The resistance of high-frequency circuits.) Phil. Mag. **2,** 1213—1218, 1926.

Hat man den Hochfrequenzwiderstand eines Schwingungskreises in üblicher Weise gemessen, so wird man im allgemeinen den dem Kondensator zukommenden Teil des Widerstandes als vernachlässigbar klein ansehen. Die ersten Versuche zur Messung dieses Anteiles sind von Weyl und Harris (Proc. Inst. Rad. Eng. **13,** 109, 19125) angestellt worden. Sie fanden Widerstände, die von 1 Ω bei einer Kapazität von 500 $\mu\mu F$ bis zu 20 Ω bei 50 $\mu\mu F$ variierten. Callis (Phil. Mag. **1,** 428, 1926) bestimmte den Widerstand eines variablen aus 41 Platten bestehenden Kondensators der „low loss"-Type bei 1000 $\mu\mu F$ zu 1,5 Ω und bei 10 $\mu\mu F$ zu 15 Ω. Maibanser und Taylor (Phys. Rev. **27,** 251, 1926) bezeichnen den Hochfrequenz-

[1]) ds. Jahrbuch **29,** S. 15, 1926.

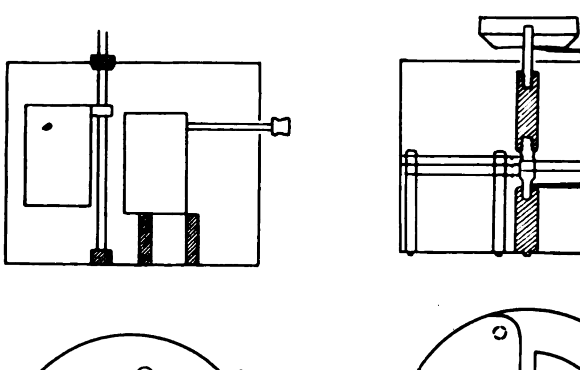
widerstand als zu groß, um eine Vernachlässigung desselben zu erlauben.

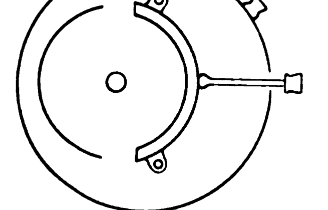
Der Verf. stellt zur Aufklärung dieser Fragen Versuche an, die den obigen Resultaten widersprechen. Er verfährt bei seinen Messungen so, daß er mittels einer kalorimetrischen Methode den Widerstand von Kondensatoren und Spulen, die in Schwingungskreisen liegen, direkt mißt. Das Kalorimeter besteht aus einem Differentialluftthermometer. In dem einen Thermometergefäß befindet sich z. B. der Kondensator, in dem anderen ein durch Gleichstrom gespeister Gleichstromwiderstand. Beide Gefäße sind durch eine Meßkapillare verbunden. Der durch die Erwärmung des Kondensators hervorgerufene Ausschlag wird mittels des anderen Gefäßes ausbalanziert. Unter Beobachtung gewisser Bedingungen kann so die im Kondensator entwickelte Wärme gemessen und daraus der Widerstand des Kondensators bestimmt werden.

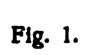
Die Messungen ergaben, daß die Kondensatoren einen geringeren Widerstand haben, als nach den Resultaten der anderen Forscher zu erwarten war. Er findet für einen Kondensator von 80 $\mu\mu F$ einen Widerstand von 0,1 Ω. Es ergibt sich weiterhin, daß der nach der kalorimetrischen Methode bestimmte Hochfrequenzwiderstand von Spule und Kondensator eines Schwingungskreises kleiner ist, als er nach der üblichen Methode bei Bestimmung des Hochfrequenzwiderstandes des Gesamtkreises gemessen wird. Bei letzterer wird also noch ein Teilwiderstand (z. B. herrührend von Strahlung) mitgemessen, der weder der Spule noch dem Kondensator zukommt. (Es fehlen leider vergleichende Angaben über die Verluste der Kondensatoren bei Niederfrequenz und über die Beschaffenheit der Kondensatoren.) A. Scheibe.

D. A. Oliver. Kleine variable Normal-Luftkondensatoren geringer Anfangskapazität. (Small standard variable air condensers of low minima.) J. Scient. Instr. *4*, 65—71, 1926.

Zwei Typen abgeschützter variabler Luftkondensatoren wurden untersucht, um festzustellen, welche von ihnen 1. die kleinste Anfangskapazität bei einer variablen Kapazität von 20 $\mu\mu F$; 2. das größte Verhältnis zwischen Gesamt-







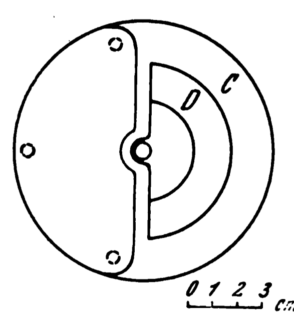


Fig. 1. Fig. 2.

und Anfangskapazität bei etwa 60 $\mu\mu F$ variabler Kapazität geben würde. Die günstigsten Anfangskapazitäten wurden zu 3,5 $\mu\mu F$ bzw. 5,3 $\mu\mu F$ erhalten. Man fand, daß Kondensatoren mit halbkreisförmigen Platten denjenigen mit halbzylindrischen überlegen waren.

Ein Zylinderkondensator, der schon recht gute Resultate ergab, ist in Fig. 1 gezeichnet. Beide Systeme sind isoliert, das bewegliche kann jedoch mit dem Gehäuse verbunden werden. Die Dimensionen waren:

Tab. 1. Zylinderkondensator.

Platten: 1 beweglich, 2 feste. Luftzwischenraum: 1 mm.
Mittlerer Radius: 3 cm. Mittlere Höhe: 4 cm.
Minimumstellung — Abstand der Ecken beider Systeme voneinander: 1 cm.
Höhe des Gehäuses: 8 cm; Radius 5 cm.
Höhe der isolierenden Träger des festen Systemes: 2 cm; Isolationsmaterial ist Hartgummi.

Bezeichnet man mit a) die Teilkapazität zwischen beiden Systemen, mit b) diejenige zwischen beweglichem System und Gehäuse und mit c) diejenige zwischen festem System und Gehäuse, so erhält man folgende Werte:

Tab. 2. Zylinderkondensator.

Einstellung des bewegl. Systems	a)	b)	c)	bewegl. System am Gehäuse (a + c)	max/min
Minimum	1,8 $\mu\mu$ F	10,0 $\mu\mu$ F	6,2 $\mu\mu$ F	{8,0 $\mu\mu$ F (berechnet) 7,8 $\mu\mu$ F (gemessen)	9
Maximum	—	—	—	68,6 $\mu\mu$ F	

Die günstigsten Resultate erzielte man jedoch mit dem in Fig. 2 gezeichneten Plattenkondensator *D* bzw. *C*, wobei das feste System völlig mit dem Gehäuse verbunden ist. Die beweglichen Platten des Kondensators *D* waren kleiner als die des Kondensators *C*. Die Dimensionen der Kondensatoren sind in Tab. 3 wiedergegeben.

Tab. 3. Plattenkondensator.

Platten: 2 bewegliche, 3 feste. Luftzwischenraum: 1 mm.
Radius der beweglichen Platten: Kondensator $C = 3{,}5$ cm,
" $D = 2{,}1$ cm.
Abstand beider Systeme in Minimumstellung: 5 mm.
Höhe des Gehäuses: 8 cm; Radius des Gehäuses: 5 cm.

Die Messung ergab folgende Kapazitäten:

Tab. 4. Plattenkondensator.

Einstellung	Kapazität	Verhältnis: max/min
Minimum C	5,3 $\mu\mu$ F	} 12,5
Maximum C	66,7 $\mu\mu$ F	
Minimum D	3,5 $\mu\mu$ F	} 7
Maximum D	25,0 $\mu\mu$ F	

In den eben beschriebenen Kondensatoren wird der Kontakt zwischen beweglichem System und seiner Zuführung durch Reibung erzeugt, es wird sich zur Sicherstellung des Kontaktes jedoch empfehlen, die Zuführung mittels einer Phosphor-Bronze-Spirale fest mit dem System zu verbinden. Die dielektrischen Verluste werden zu vernachlässigen sein, da die Ebonitstücken lang sind und die durch sie bedingte Teilkapazität von der Größenordnung weniger Zehntel $\mu\mu F$ ist.

Der Verfasser bestimmt weiterhin den Einfluß der Anschlüsse an den Kondensator und der Erdkapazität bzw. der unvollkommenen Abschützung. Er findet, daß die Kapazitäten dem absoluten Betrage nach auf 0,2 $\mu\mu F$ über die ganze Skala sicher sind. A. Scheibe.

E. Giebe und **A. Scheibe.** Piezoelektrische Erregung elastischer Schwingungen. Tätigk. Ber. der Phys. Techn. Reichsanstalt 1926, Z. f. Instrumentenkunde **47,** S. 275, 1927, Heft 6.

1. a) Den Verfassern ist es gelungen, Quarzstäbe und Quarzringe nicht nur zu Longitudinal-, sondern auch zu Transversal- und Torsionsschwingungen piezoelektrisch anzuregen. Bezeichnet man bei einem Quarzstab eine elektrische Achse als *X*-Achse, die optische Achse als *Z*-Achse und eine dritte, auf beiden senkrecht stehende Achse als *Y*-Achse, so fiel bei diesen Versuchen die *X*-Achse entweder mit der Stab-Längsachse zusammen oder sie stand senkrecht auf dieser.

b) Eine Anzahl von Elektrodenanordnungen und Schaltungen zur Anregung der Transversalschwingungen und Torsionsschwingungen werden angegeben. Fig. 1 zeigt

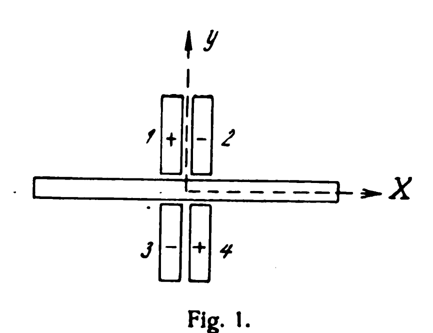


Fig. 1.

die Elektrodenanordnung zur Anregung eines Quarzstabes zu Transversalschwingungen in der *XY*-Ebene in Richtung der *Y*-Achse. Die optische Achse steht senkrecht auf dieser Ebene. Die 4 Elektroden werden zu je 2 in der durch die Polaritätszeichen + und — angedeuteten Weise verbunden und an die Wechselspannung angelegt. Durch diese Art der Elektrodenschaltung wird eine solche inhomogene Feldverteilung über den Stabquerschnitt erzielt, daß durch den piezoelektrischen Effekt eine Durchbiegung in der *Y*-Richtung bewirkt wird, die bei Frequenzgleichheit zwischen erregender Wechselspannung und einer der elastischen transversalen Eigenschwingungen zu Resonanzschwingungen führt.

2. Transversalschwingungen in Richtung der optischen (*Z*) Achse bei demselben Stab werden angeregt, wenn man den Stab um 90° um die Längsachse dreht, so daß bei gleicher Elektrodenanordnung nicht die *Y*-Achse, sondern die *Z*-Achse in die Ebene der Elektroden fällt.

3. a) Im allgemeinen und normalerweise werden die Quarzstäbe so zu den drei Achsen orientiert, daß die *Y*-Achse in die Stablängsachse fällt und die *X*-Achse senkrecht auf einer der Stablängsflächen steht. *X* und *Y* wären in der Fig. 1 also zu vertauschen. Auch solche Stäbe regen

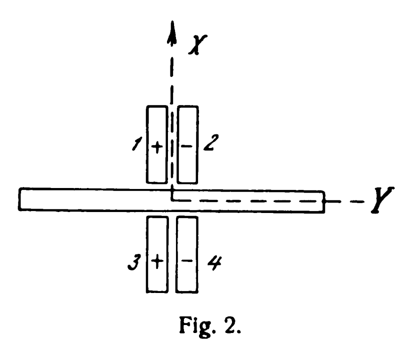


Fig. 2.

die Verfasser zu Transversalschwingungen an, indem sie die Elektrodenpaare 1,2 und 3,4 nicht nebeneinander, sondern übereinander in der *Z*-Richtung anordnen, so daß 2 über 1 und 4 über 3 liegt. Die Durchbiegungen erfolgen dann in Richtung der optischen (*Z*) Achse.

b) Stäbe dieser Orientierung können auch zu Transversalschwingungen in der *X*-Richtung gebracht werden, wenn man die Elektrodenanordnung nach Fig. 2 anwendet.

4. Zur Erregung der Torsionsschwingungen (Drillungen um die Stablängsachse) orientiert man die Stäbe so wie in Fig. 1 gezeichnet, benutzt jedoch die Elektrodenanordnung nach 3a, d. h. man ordnet 2 über 1 und 4 über 3 in der *Z*-Richtung an.

Tabelle 1.
Eigenschwingungen eines 50 mm langen Quarzstabes.

Longitudinalschwingungen			Transversalschwingungen						Torsionsschwingungen		
in Richtung der *X*-Achse			in Richtung der *Y*-Achse			in Richtung der *Z*-Achse			um die *X*-Achse		
k	λ m	*f* Hertz	*k*	λ m	*f* Hertz	*k*	λ m	*f* Hertz	*k*	λ m	*f* Hertz
			1	(88908)	(3372)						
						1	(46300)	(6480)			
			2	(32514)	(9228)						
			3	(16753)	(17907)	2	(17050)	(17600)			
			4	(10022)	(29934)						
						3	(8900)	(33700)	1	9670	31020
			5	6980	43000						
1	5520	54350				4	(5510)	(54400)			
			6	5050	59400				2	4832	62100
			7	3865	77620	5	3785	79260			
									3	3226	93000
			8	3065	97900						
2	2761	108600				6	2839	105700			
			9	2491	120400				4	2422	123900
						7	2175	137900			
			10	2083	144400						
3	1840	163000							5	1937	154900
			11	1773	169200	8	1755	170900			
									6	1614	185900
			12	1530	196000						
						9	1462	205200			
4	1384	216800	13	1345	223000				7	1385	216600
						10	1242	241500			
			14	1189	252300				8	1210	248000
5	1106	271300									
			15	1063	282200	11	1078	278300	9	1075	279100
			16	962	311800				10	967	310200
6	922	325400				12	947	316800			
			17	872	344000				11	878	341700
						13	842	356300			
7	790	379600	18	803	373600				12	806	372200
						14	757	396300			
			19	739	406000				13	743	403800
8	692	433500	20	683	439200	15	687	436700	14	690	434800
			21	638	470200				15	644	465800
9	616	487200									

5. In Tab. 1 ist das Frequenzspektrum eines Stabes von 50 mm Länge in Richtung *X*-Achse, 1,5 mm Dicke in der *Y*-Richtung und 3 mm Höhe in der *Z*-Richtung zusammengestellt.

Die eingeklammerten Frequenzen *f* bzw. die Wellenlängen λ sind nicht gemessen, sondern nach einer weiter unten angegebenen Formel berechnet. Den Verfassern ist es jedoch inzwischen gelungen (nach Schaltung Abs. 3a), auch die Biegungsschwingungen bis herab zur Grundfrequenz, z. B. bis zu 2600 Hz und darunter im hörbaren Bereich piezo-

elektrisch leuchtend anzuregen. Aus der Tabelle ist erkenntlich, daß ein solcher Stab in dem in der drahtlosen Telegraphie wichtigen Frequenzgebiet außerordentlich viele Eigenschwingungen besitzt. Die Erkennung der verschiedenen Schwingungsarten und die richtige Zuordnung der Ordnungszahlen war nur dadurch möglich, daß der Stab nach einer von den Verfassern früher angegebenen Methode im Vakuum zum Leuchten gebracht wurde. Das Leuchtbild hatte für jeden Schwingungstyp ein besonderes Aussehen.

6. Die Verfasser finden, daß die Longitudinal- und Torsionsschwingungen den bekannten Gesetzen bis auf geringe Abweichungen gut gehorchen. Bei den Transversalschwingungen ist dies nicht der Fall. Bezeichnet man mit l die Länge des Stabes, a die Dicke in der Schwingungsrichtung, E den Elastizitätsmodul, s die Dichte, $k = 1, 2, 3 \ldots$, so finden sie aus den Beobachtungen für die Transversalschwingungen das Gesetz

$$\frac{1}{f} \cdot m^2 = \sqrt{\alpha + \beta (6m + m^2)}; \quad m = \left(k + \frac{1}{2}\right)\pi \ldots \quad (1)$$

α und β sind darin Konstante. Das Zusatzglied $\beta (6m + m^2)$ hat die gleiche Form wie eine von Rayleigh für isotrope Medien angegebene, die Rotationsenergie berücksichtigende Korrektion. Für kleine Werte von k geht die Formel 1 in die bekannte Formel für Biegungsschwingungen:

$$f = \frac{m^2}{4\pi\sqrt{3}} \frac{a}{l^2} \sqrt{\frac{E}{s}}; \quad m = \left(k + \frac{1}{2}\right)\pi \ldots \quad (2)$$

über. Die Verfasser berechnen aus den durch die Beobachtungen ermittelten Werten von α die Werte des Elastizitätsmoduls zu $7{,}89 \cdot 10^{11}$; $7{,}51 \cdot 10^{11}$; $7{,}83 \cdot 10^{11}$. Der von Voigt statisch gefundene Wert ist $7{,}73 \cdot 10^{11}$.

7. Praktisch haben die Transversalschwingungen gegenüber den longitudinalen den Vorteil, daß bei gleicher Stablänge viel niedrigere Eigenfrequenzen vorhanden sind. Für einen 10 cm langen Stab ergibt sich z. B. die longitudinale Grundfrequenz zu 27 000 Hz ($\lambda = 11\,000$ m), die transversale Grundfrequenz dagegen zu 800 Hz.

8. Neben Stäben wurden noch Quarzringe rechteckigen Querschnittes zu Longitudinal-, Transversal- und Torsionsschwingungen angeregt. Für die Transversalschwingungen wurde empirisch eine der Formel 2 ähnliche gefunden. Die Analyse der Schwingungen erfolgte ebenfalls mittels der Leuchtfiguren. Ein Ring von 30 mm Durchmesser konnte bis zur 26. longitudinalen Oberschwingung ($f = 700\,000$ Hz, $\lambda = 427$ m) leuchtend angeregt werden, dabei fielen auf den Umfang von 95 mm 52 elastische Halbwellen, die an dem Leuchtbild abgezählt werden konnten. Die Ringform ist wegen ihrer geringeren Dämpfung für Quarzoszillatoren vorteilhaft.

A. Scheibe.

Edgar-Pierre Tawil. Ueber die Aenderungen der optischen Eigenschaften von piezoelektrisch zu Schwingungen angeregtem Quarz. (Sur les variations des propriétés optiques du quartz piézoélectrique soumis à des courants de haute fréquence.) C. R. **183**, 1099—1101, 1926.

Der Verfasser untersucht Quarzplättchen im polarisiertem Licht zwischen gekreuzten Nikols. Der Quarz schwingt, piezoelektrisch angeregt, in seiner Grund- oder irgendeiner Oberschwingung. Die dabei auftretenden Aufhellungen des Gesichtsfeldes im Zusammenhang mit der piezoelektrischen Anregung werden besprochen.

A. Scheibe.

M. A. Bontsch-Bruewitsch. Die Strahlung der komplizierten rechtwinkligen Antennen mit gleichbeschaffenen Vibratoren. Ann. d. Phys. **81**, 425—453, 1926.

Der Verfasser versteht unter einer „komplizierten Antenne" einen Luftdraht, der aus einer Anzahl von Vibratoren und einem System der Leiter besteht, mit deren Hilfe die Energie zugeführt wird. „Rechtwinklige" bezieht sich auf alle Antennen, deren Drähte nur nach drei zueinander senkrechten Richtungen angeordnet sind, wobei die Achsen der strahlenden Vibratoren mit einer von diesen Richtungen zusammenfallen. Der Strahlungswiderstand, die Strahlungsverteilung und die Wirkung von Spiegeln werden rechnerisch untersucht. Als Strahlungswiderstand der Antenne wird das Verhältnis der ausgestrahlten Leistung zum Quadrat der Strömensumme in den Bauchstellen der Vibratoren verstanden. Die Rechnung wird für eine größere Anzahl von Antennenkombinationen, so zum Beispiel für ein System von n vertikalen Vibratoren von der Länge $\lambda/2$, die auf einer horizontalen Linie angeordnet sind und gleichphasig schwingen, für ein weiteres gleiches System, wobei aber in den benachbarten Drähten die Phasen um 180° verschoben sind und für zwei Arten von vielstöckigen Antennen durchgeführt.

A. Scheibe.

J. C. Warner und **A. V. Loughren.** Die Leistungscharakteristiken von Verstärkerröhren. (The output characteristics of amplifier tubes.) (Aus dem Forschungslaboratorium der General Electric Co.) Proc. Inst. Radio Eng. **14**, 735—757, 1926.

Soll in einem Empfänger ein Lautsprecher betrieben werden, so stellt er an die letzte Verstärkerröhre eines Mehrfach - Verstärkers die Anforderung einer verhältnismäßig großen Leistung mit der Nebenbedingung einer möglichst geringen Verzerrung. Die letztere Bedingung verlangt, daß der geradlinige Teil der Röhren-Charakteristik nicht wesentlich überschritten wird. Unter dieser Bedingung wird die Frage untersucht, wie der Nutzwiderstand im Anodenkreis zu wählen ist, damit die Nutzleistung der Röhre möglichst groß wird, und es wird durch geometrische Betrachtung der Satz abgeleitet, daß der Nutzwiderstand gleich dem doppelten des inneren Röhrenwiderstandes sein muß.

Voraussetzung bei den Überlegungen der Verfasser ist, daß man die Charakteristik der Röhre kennt und zwar wird stets mit den Kurven $i_a \perp e_a$ operiert, die den Anodenstrom als Funktion der Anodenspannung für die verschiedenen Werte der Gitterspannung als Parameter darstellen. Es wird gezeigt, wie man aus diesen Kurven durch Zeichnung, z. B. bei vorgegebener Anodengleichspannung und vorgegebenem Minimum des Anodenstroms[1]) den günstigsten Nutzwiderstand im Anodenkreis und die günstigste Gittervorspannung ableiten kann.

Im zweiten Teil der Arbeit wird auseinandergesetzt, welche Folgerungen sich daraus für die Konstruktion der Röhren ergeben mit besonderer Berücksichtigung der neuen Verstärkerröhren der General El. Co. Diese haben zum Teil sehr großen Durchgriff und werden mit verhältnismäßig sehr hoher Gittervorspannung betrieben, z. B. die Röhre U X 171, die einen Durchgriff von 1 : 2,9 = 34,5% besitzt, mit einer Gittervorspannung von — 40,5 Volt bei einer Anodengleichspannung von 180 Volt. Eine Tabelle am Schluß enthält alle wissenswerten Konstanten einer größeren Zahl von Verstärkerröhren der General El. Co.

J. Zenneck.

[1]) d. h. dem Betrag, bis zu dem bei einer Gitterwechselspannung der Momentanwert des Anodenstroms heruntergehen darf, ohne daß man den geradlinigen Teil der Charakteristik verläßt.

Patentschau.

Von Carl Lübben.

Frequenztransformator.

D.R.P. 444 261 (Dornig), Klasse 21a[4], Gruppe 6, Zusatz zum D.R.P. 426 874, Pat. vom 10. November 1925, ausgegeben am 20. Mai 1927.

Zur Unterdrückung der Ober- und Nebenwellen bei der im Patent 426 874 angegebenen Einrichtung zur Frequenz-

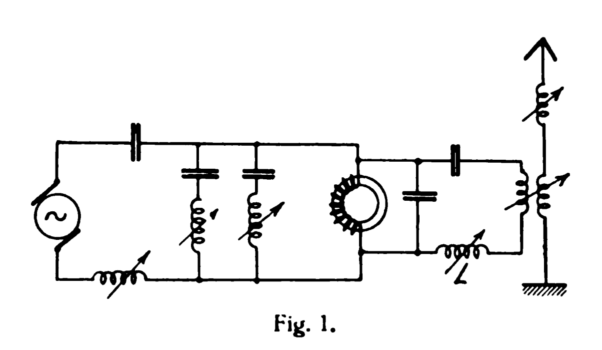


Fig. 1.

transformation, bei der eine Kapazität parallel zum Frequenztransformator liegt, die so bemessen ist, daß ihr Widerstand für die Grundfrequenz groß ist, wird erfindungsgemäß im Sekundärkreis eine relativ große Selbstinduktion L (Fig. 1) verwendet. Dadurch wird die Resonanzkurve sehr scharf und eine einwellige Strahlung erzielt.

Frequenzvervielfachung.

D.R.P. 444 315 (Dornig), Klasse 21a[4], Gruppe 6, Pat. vom 16. August 1925, ausgegeben am 20. Mai 1927, identisch mit franz. Pat. 586 636.

Bei hoher Sättigung eines Eisentransformators treten harmonische Oberwellen auf, die mit gutem Wirkungsgrad

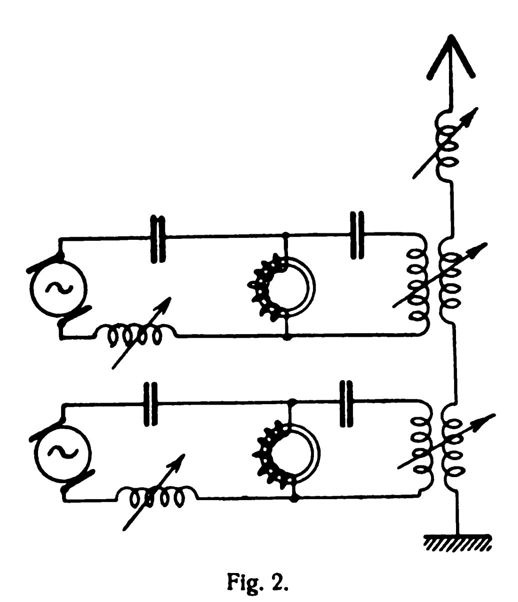


Fig. 2.

ausgefiltert werden können. Ohne zusätzige Gleichstrommagnetisierung sind alle ungeraden harmonischen, mit Ueberlagerung eines Gleichstromes alle geraden Oberschwingungen zu erhalten. Eine solche Einrichtung angeschalteter Kreise erhält auf diese Weise zu bestimmten Zeitpunkten Energiestöße, während er in der übrigen Zeit frei weiterschwingt. Dadurch ergeben sich Dämpfungen, die sich besonders bemerkbar machen, wenn sehr hohe Oberwellen herausgefiltert werden sollen. Erfindungs-

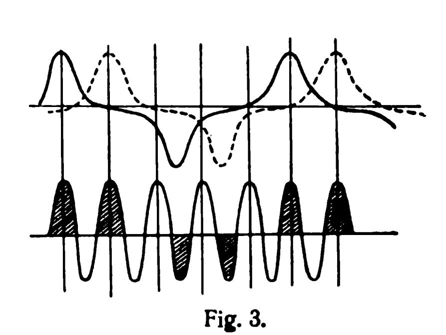


Fig. 3.

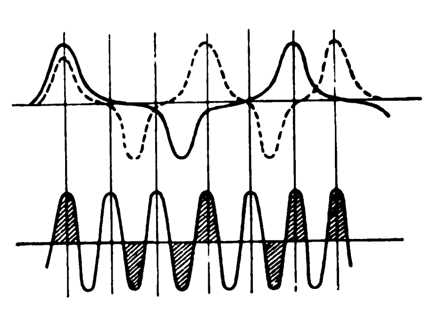


Fig. 4.

gemäß wird diese Dämpfung dadurch verringert, daß mehrere Stromquellen mit entsprechender Phasenverschiebung auf einen gemeinsamen Nutzkreis arbeiten.

Diese Anordnung ist in Fig. 2 dargestellt, die Ueberlagerung der Energiestöße zeigt Fig. 3. Das gleiche Ziel kann auch durch Kombination mehrerer verschiedener Primärfrequenzen erreicht werden.

Eine solche Ueberlagerung ist in Fig. 4 wiedergegeben.

Beseitigung von Störwellen.

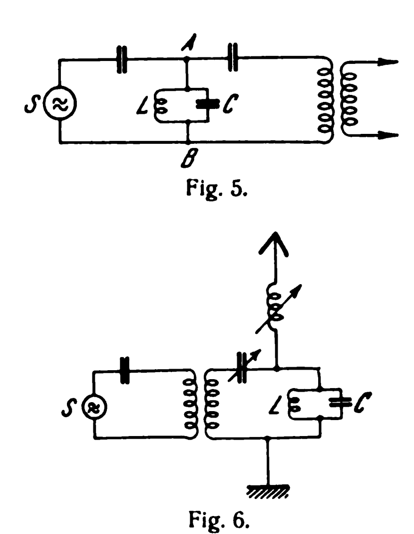


Fig. 5.

Fig. 6.

Brit. Pat. 267 916 (Lorenz, 19. März 1926), veröffentlicht am 11. Mai 1927.



In dem mit dem Sender *S* (Fig. 5) verbundenen Kreis ist zwischen zwei Punkten *A*, *B*, an denen die Spannung in gleicher Phase mit dem Strom ist, ein Sperrkreis *CL* geschaltet, der auf die Grundfrequenz abgestimmt ist. Der Sperrkreis *CL*, der die Oberwellen unterdrückt, kann in der gleichen Weise auch in den Antennenkreis eingeschaltet werden, wie dies die Fig. 6 zeigt.

Piezoelektrischer Schwingungsanzeiger.

Brit. Pat. 268 367 (Telefunken, 25. März 1926), veröffentlicht am 18. Mai 1927.

Zum Nachweis hochfrequenter Schwingungen wird ein Piezokristall benutzt. Die Schwingungen des Kristalls können verschieden nachgewiesen werden, z. B. durch eine Kontakteinrichtung, durch Spiegel, die einen Lichtstrahl beeinflussen u. dgl.

Piezogesteuerter Röhrensender.

Brit. Pat. 266 690 (Brit. Thomson Houston Co., 26. Februar 1926), veröffentlicht am 21. April 1927.

Mit dem Gitter des Steuersenders ist der Piezokristall *P* (Fig. 7) verbunden, zu dem parallel ein Widerstand liegt. Im Anodenkreis liegt eine Spule *L*, deren Selbstinduktion möglichst klein ist, die aber so bemessen ist, daß der

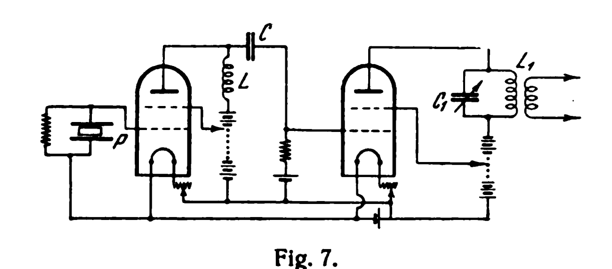


Fig. 7.

Anodenkreis auf eine höhere, z. B. die doppelte Frequenz als die Nutzfrequenz abgestimmt ist. Die Hauptröhre ist durch den Kondensator *C* mit dem Steuersender gekoppelt. Um eine Rückwirkung auf den Steuersender zu verhindern, ist zwischen Gitter und Anode ein Schutzgitter vorgesehen, das an hohe positive Vorspannung gelegt wird.

Kurzwellenröhrensender.

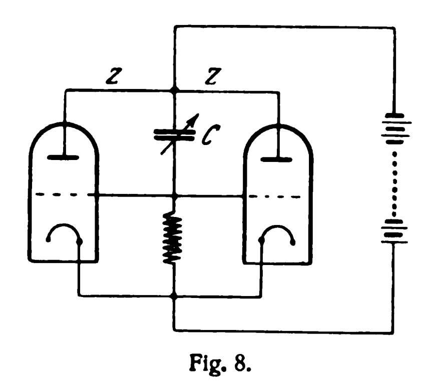


Fig. 8.

D.R.P. 444 194 (Esau), Klasse $21a^4$, Gruppe 9, Pat. vom 11. November 1925, ausgegeben am 12. Mai 1927, identisch mit Brit. Pat. 261 350.

Zur Erzielung sehr kurzer Wellen wird die in Fig. 8 dargestellte Anordnung mit 2 Röhren verwendet, bei der die Schwingungskreise durch die gemeinsame variable Kapazität *C*, die Zuleitungen *Z* und die inneren Röhrenkapazitäten zwischen Anode und Gitter gebildet werden. Auf diese Weise ist eine große Schwingungsleistung bei sehr hoher Frequenz zu erzielen.

Erhöhung der Empfindlichkeit beim Tasten.

D.R.P. 444 110 (Telefunken), Klasse $21a^4$, Gruppe 14, pat. vom 18. Dezember 1924, ausgegeben am 11. Mai 1927.

Zur Erhöhung der Empfindlichkeit beim Tasten in Anlagen mit Frequenzwandler wird erfindungsgemäß eine gleichzeitige Beeinflussung des magnetischen Zustandes des Frequenzwandlers vorgenommen. Diese ist besonders in den Fällen nützlich, wenn die Tastdrossel und der Frequenzwandler als eisenumgebene Kupferleiter ausgebildet sind. (D.R.P. 427 934 und 436 378.)

Eine solche Tastanordnung ist in Fig. 9 dargestellt. Der Frequenzwandler besteht aus den beiden parallel geschalteten Teilen *T*, während die Tastdrossel aus den 2 gleichen

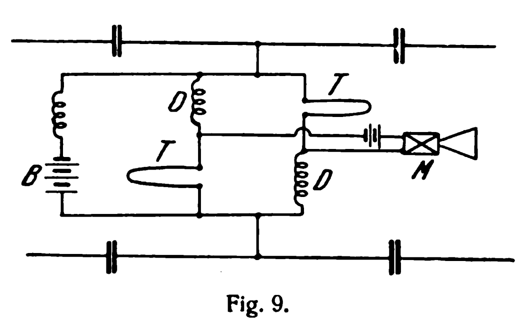


Fig. 9.

Hälften *D* gebildet wird. Dem aus diesen 4 Teilen gebildeten Viereck werden an 2 Diagonalen Gleichströme zugeführt. In der einen durch die Batterie *B*, in der anderen durch die Steuerstromquelle *M*. Bei Volleistung der Antenne müssen beide Ströme gleich sein, so daß sie sich in den Teilen *T* aufheben, während sie sich in den Hälften *D* summieren. Zur Unterbrechung der Antennenleistung wird der Strom von *M* ausgeschaltet, oder noch besser umgepolt. Jetzt addieren sich die Ströme in *T* und vermindern dadurch die Nutzleistung des Frequenzwandlers, während sie sich in den Drosseln *D* aufheben, so daß diese als erhebliche Ohmsche und induktive Widerstände wirken.

Störbefreiung.

D.R.P. 443 626, Klasse $21a^4$, Gruppe 25 (Telefunken). Pat. vom 24. 5. 1925, ausgegeben am 5. 5. 27.

Zur Beseitigung atm. Störungen werden die ankommenden Schwingungen von der Antenne über 2 Schwingungskreise, die etwas gegeneinander verstimmt sind, aber gleiche Zeitkonstanten haben, je einem Gleichrichter zugeführt und die gleichgerichteten Ströme in entgegengesetztem Sinne auf einen gemeinsamen Indikator zur Einwirkung gebracht. Erfindungsgemäß wird als Indikator eine Kondensatoranordnung verwendet, deren lichtdurchlässiges Dielektrikum unter dem Einfluß des elektrostatischen Feldes trägheitslos auf die Helligkeit hindurchgehender Lichtstrahlen einwirkt. Zweckmäßig wird zu diesem Zweck eine Kerr-Zelle verwendet. In Fig. 10 ist eine Einrichtung dargestellt, bei der 2 Kerr-Zellen hintereinander verwendet werden, von denen die eine durch die eine, die andere durch die andere Empfangseinrichtung ge-

steuert wird. Bei der in Fig. 11 dargestellten Zuleitung

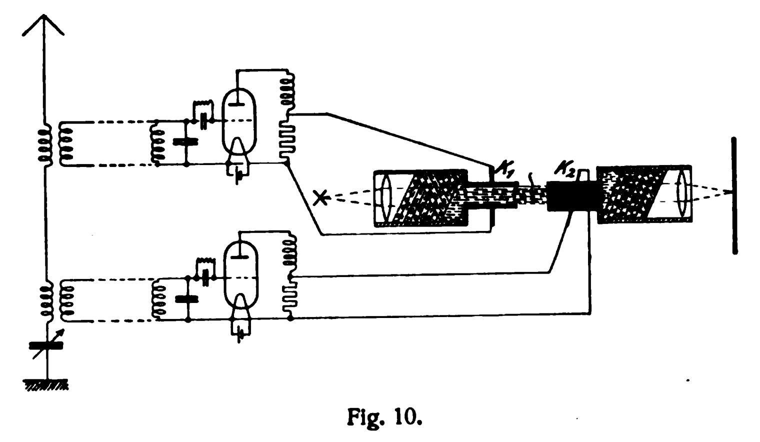


Fig. 10.

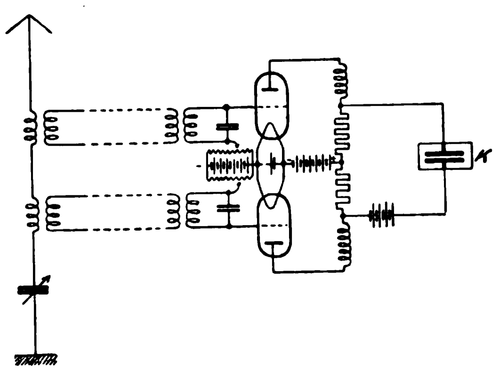


Fig. 11.

wirken die Empfangsströme in Gegenschaltung auf eine einzige Kerr-Zelle K ein.

Richtantennensystem.

D.R.P. 443 959 (Taylor), Klasse $21a^4$, Gruppe 46. Pat. vom 29. 5. 21 (Unionspriorität vom 30. 1. 19), ausgegeben am 13. 5. 27, identisch mit Amer. Pat. 1 587 657, Brit. Pat. 138 318, Franz. Pat. 536 224.

Zur Erzielung einer Kardioidencharakteristik beim Richtempfang bzw. bei der Richtungsbestimmung elektrischer Wellen werden Einrichtungen benutzt, die aus einer gerichteten und einer ungerichteten Antenne bestehen. Er-

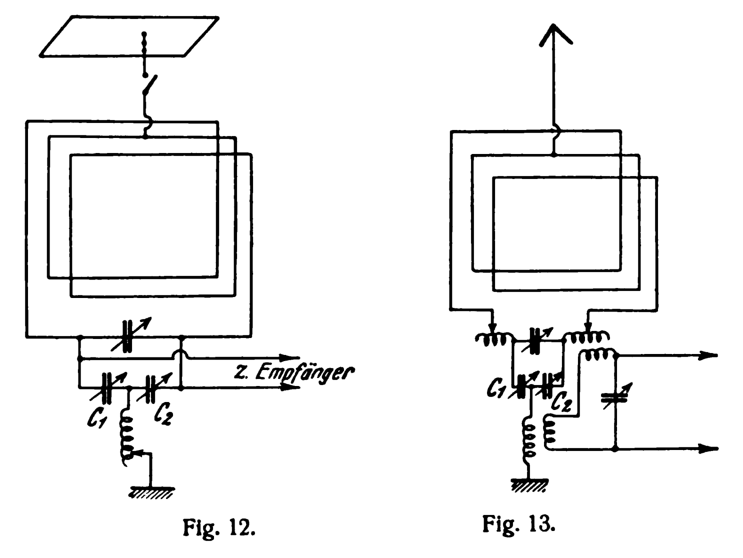


Fig. 12. Fig. 13.

findungsgemäß wird ein Antennensystem benutzt, bei dem diese beiden Antennenteile vereinigt sind, so daß die eine Antenne einen Teil der anderen bildet. Zur genauen Einstellung der Kardioidencharakteristik werden die Wirkungsanteile beider Systeme durch Regelung ihrer elektrischen Größen geändert. Gegenüber Systemen mit ge-

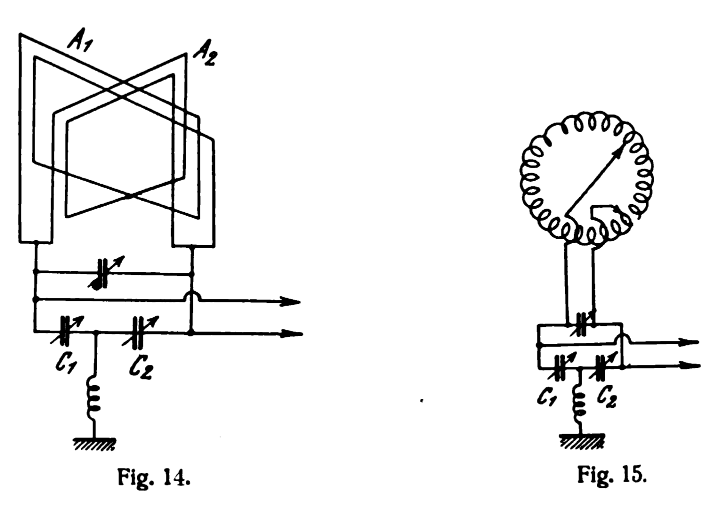


Fig. 14. Fig. 15.

trennten Antennenteilen besteht der Vorteil, daß besondere Zuleitungen vermieden werden. Die Einstellung der beiden

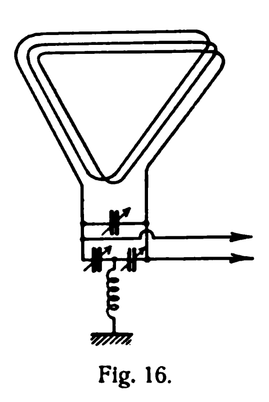


Fig. 16.

Wirkungsteile erfolgt bei der in Fig. 12 dargestellten Anordnung durch die beiden Ausgleichskondensatoren C_1 und C_2. Zum Aufnehmen größerer Wellen von über 3000 m Länge kann besser die in Fig. 13 dargestellte Anordnung mit induktiver Spannung verwendet werden. Bei der in Fig. 14 dargestellten Anordnung besteht das Antennensystem aus 2 Teilen A_1 und A_2, deren Ebene in einem Winkel zueinander liegen. Mit diesen beiden Antennenelementen kann eine Kapazitätsfläche vereinigt werden.

In Fig. 15 ist eine sogenannte toroidale Antenne benutzt, während in Fig. 16 die Antenne Dreiecksgestalt mit nach unten gerichteter Spitze besitzt. Die Seiten der oberen Drähte der Antenne können dabei eine solche Länge erhalten, daß die ganze Antenne zugleich ein Rahmen und eine Kapazitätsfläche bildet.

Einstellvorrichtung für Richtempfänger.

Brit. Pat. 268 398 (Flinn, 1. 10. 25), veröffentlicht am 25. 5. 27.

Um das Einstellen einer Rahmenantenne zu erleichtern, ist mit der Rahmenachse und senkrecht zu dieser eine Hilfsachse gekoppelt, die einen Zeiger trägt, der auf einer Karte die günstigste Empfangsrichtung angibt.

Richtempfänger.

Brit. Pat. 267 575 (Watt, 7. 11. 25), veröffentlicht 11. 5. 27.

Um die Mißweisungen infolge Unsymmetrie zu beseitigen, werden mit den Richtantennen Verstärker verbunden, in deren Ausgangskreisen Einrichtungen vorhanden



sind, die es gestatten, die Stärke und Phase der verstärkten Schwingungen zu regeln. In der in Fig. 17 dargestellten

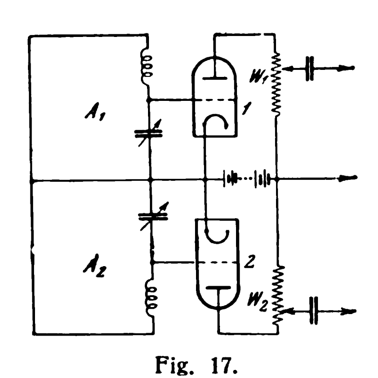


Fig. 17.

Anordnung sind die Antennenkreise A_1 und A_2 mit den Gittern zweier Verstärkerröhren 1 und 2 verbunden. Die Ausgangskreise enthalten Widerstände W_1 und W_2, an denen die Kopplung mit den folgenden Röhren bzw. mit dem Nutzkreis veränderlich angezapft werden kann, so daß ohne Phasenveränderung die Stärke geregelt werden kann.

Richtungsbestimmung.

D.R.P. 444 195 (Telefunken), Klasse 21a⁴, Gruppe 48. Pat. vom 9. 4. 21, ausgegeben am 12. 5. 27.

Bei der Richtungsbestimmung elektrischer Wellen treten häufig Mißweisungen infolge symmetrisch verteilter Erd-

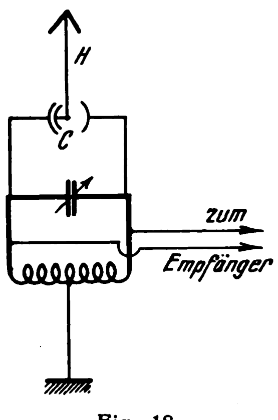


Fig. 18.

kapazitäten auf. Erfindungsgemäß wird diese dadurch beseitigt, daß eine kleine Hilfsantenne (Fig. 18) über einen variablen Kondensator C mit dem Rahmenkreis gekoppelt werden kann. Durch Einstellung dieser Kapazität kann die erforderliche Symmetriebedingung leicht hergestellt werden.

Richtungsanzeiger.

Brit. Pat. 267 969 (Telefunken, 20. 3. 26), veröffentlicht am 11. 5. 27.

Zur sichtbaren Anzeige der Richtung elektrischer Wellen ist mit einem drehbaren Rahmen eine Kontaktscheibe verbunden, die über zahlreiche Kontakte gleitet, die den einzelnen Richtungen entsprechen. Im Empfangsminimum schließt ein Relais einen Stromkreis der Kontakte, so daß eine zu dem betr. eingeschalteten Kontakt gehörige Lampe aufleuchtet.

Bei einer anderen Anordnung wird eine Heliumröhre, die mit der Rahmenantenne gedreht wird, durch die verstärkten Empfangsströme erleuchtet außer in der Minimumstellung.

Vielfachantennengebilde.

D.R.P. 443 404 (Lorenz), Klasse 21a⁴, Gruppe 64. Pat. vom 17. 2. 26, ausgegeben am 17. 2. 26.

Bei Großstationen hat die Luftdrahtanordnung oft große räumliche Ausdehnung, indem eine Anzahl von Einzelleitern zu einem gemeinsamen Gebilde zusammengeschaltet werden, die die gewünschte Gesamtkapazität und Eigenwelle besitzt. Häufig kommt es vor, daß ein solches Gebilde nicht mehr symmetrisch ist, so daß die resultierende

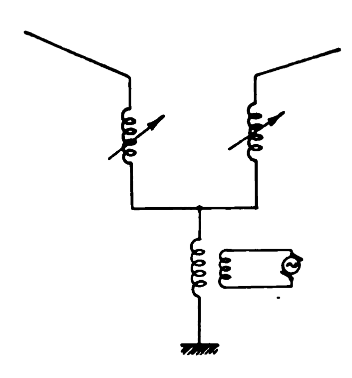


Fig. 19.

Strahlungscharakteristik und Dämpfung ungünstig beeinflußt wird. Erfindungsgemäß wird daher ein Systemgebilde benutzt, bei dem sämtliche Einzelleiter für sich mit Abstimmittel ausgerüstet sind und erst die so ausgeglichenen Einzelantennen zu einem Gesamtgebilde zusammengeschaltet werden.

In Fig. 19 ist eine derartige Antennenanordnung dargestellt.

Kurzwellen-Sender und Empfänger.

Brit. Pat. 268 028 und 268 029 (Brown, Robinson, Metropolitan-Vichers-Elektrical Co., 23. 12. 25), veröffentlicht am 18. 5. 27.

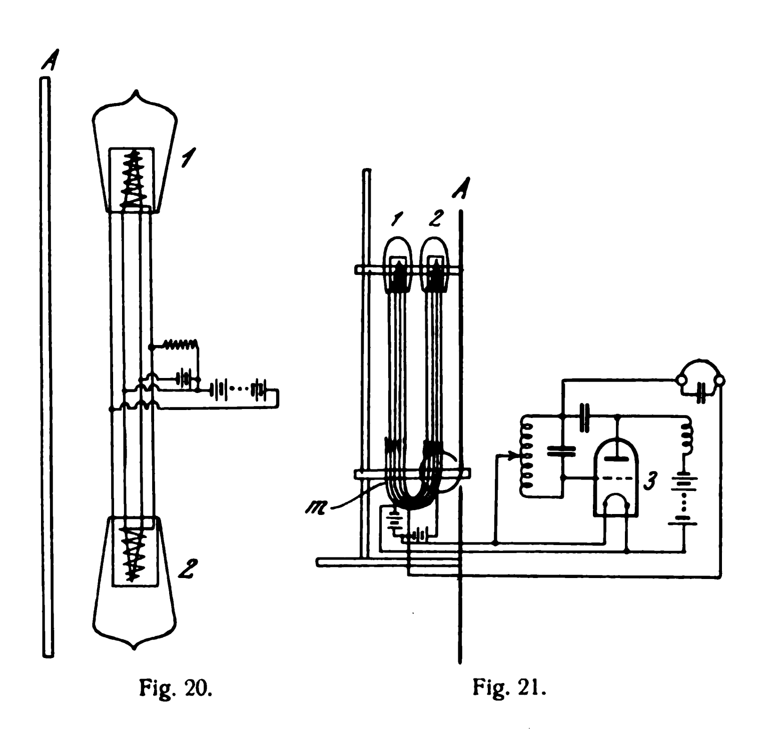


Fig. 20. Fig. 21.

Wie in Fig. 20 dargestellt, sind die beiden Elektroden der beiden Röhren 1 und 2 durch parallele geradlinige

Leiter miteinander verbunden. Die erzeugte Frequenz hängt von der Länge dieser Verbindungsdrähte ab. Zur Erhöhung der Strahlung wird der Sender mit einer Antenne *A* gekoppelt, die als einfacher gerader Leiter, als Wellenspiegel oder dergl. ausgebildet sein kann. Die Röhren mit den Verbindungsdrähten können in einem gemeinsamen Gefäß eingeschlossen sein. Die Empfangsanordnung zeigt Fig. 21. Die Verbindungsdrähte tauchen in Metallrohre *m*, die mit Quecksilber gefüllt sind, so daß ihre Länge und damit die Frequenz geändert werden kann. Die Röhre 3 dient zur Erzeugung der Überlagerungschwingungen.

Antenne für kurze Wellen.

Brit. Pat. 267 540 (Soc. Franc. Radio-Electr., 10. 3. 26), veröffentlicht am 4. 5. 27.

Einzelne Drähte oder ein mehrfach rechtwinklig geknickter Draht wird so angeordnet, wie dies z. B. in den Fig. 22 oder 23 dargestellt ist. Es wechseln horizontale und vertikale Teile, die eine halbe Wellenlänge lang sind, miteinander ab. Die vertikal polarisierten Wellen der Vertikalteile haben eine maximale Strahlung längs der Oberfläche (ausgezogene Kurve der Fig. 24), während die

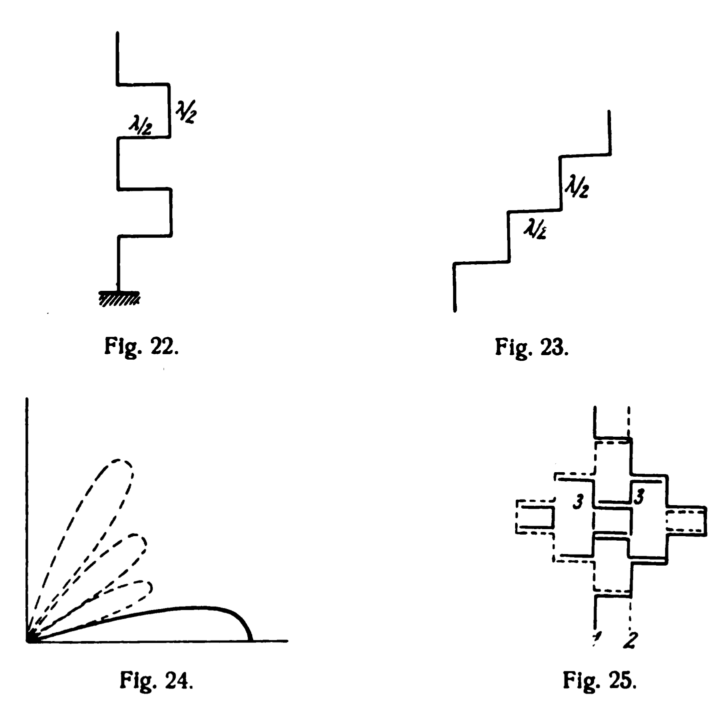


Fig. 22. Fig. 23. Fig. 24. Fig. 25.

horizontal polarisierten Wellen der horizontalen Teile eine Strahlung besitzen, die längs der Oberfläche null ist, während sie in geneigter Richtung mehrere an Stärke zunehmende Maxima aufweist. Die Gesamtantenne zeichnet sich infolgedessen durch eine Strahlung aus, die nach allen Richtungen ziemlich gleichmäßig ist. Durch eine zweite Antenne, deren Horizontalteile in Gegenrichtung laufen, kann die Horizontalstrahlung kompensiert werden.

Es können mehrere Antennen kombiniert werden, wie dies z. B. die Fig. 25 zeigt. Mit den Hauptantennen 1 und 2 istn och Hilfsantenne 3 gekoppelt.

Raumstrahl-Sendeantenne.

D.R.P. 444 196 (Telefunken), Klasse 21a⁴, Gruppe 66. Pat. vom 6. 2. 26, ausgegeben am 12. 5. 27.

Die Erfindung betrifft eine Sendeantenne, die sowohl für Raumstrahlung als auch für Oberflächenstrahlung verwendet werden kann. Dies wird dadurch erreicht, daß die Zuleitungen, welche zur Speisung der Raumstrahlenantenne dienen, in Parallelschaltung als einfache Zuleitung der Oberflächenstrahlenantenne verwendet werden kann.

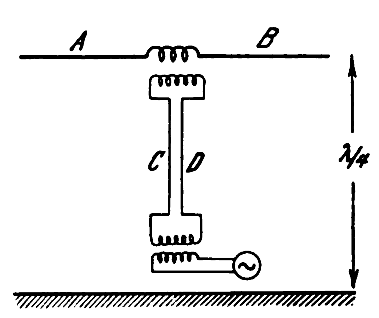


Fig. 26.

Bei der in Fig. 26 dargestellten Anordnung schwingen die beiden Antennenhälften *A* und *B* für Raumstrahlung als Dipole gegeneinander, während die Leitungen *C* und *D* die Energiezuführung ausführen. Soll mit Oberflächenstrahlung gearbeitet werden, so werden die Leitungen *C* und *D* parallel geschaltet und das Gebilde *A* und *B* schwingt dann in gleichem Sinne.

Röhre mit Metallgehäuse.

D.R.P. 444 475 (Huth), Klasse 21g, Gruppe 13. Pat. vom 28. 8. 21 (Unionspriorität vom 22. 7. 15), ausgegeben am 21. 5. 27.

Röhren zur Erzeugung oder Verstärkung elektrischer Schwingungen aus Metall zeigen den Nachteil, daß das Vakuum sich im Laufe der Zeit verschlechtert, da sämtliche Metalle mit Ausnahme von Platin mehr oder minder gasdurchlässig sind, Platin aber im Preise zu hoch ist. Erfindungsgemäß wird dieser Nachteil dadurch beseitigt, daß der Metallmantel innen oder außen mit einer Emailleschicht versehen wird, die äußerst wärmebeständig ist und wie ein Glasmantel sich durch große Luftundurchlässigkeit auszeichnet.

Röhre für Wechselstromheizung.

Brit. Pat. 267 078 (Soc. Franc. de Lamps à Incand. Luxor, 2. 3. 26), veröffentlicht am 27. 4. 27.

Die Glühkathode besteht aus einem Faden *a* (Fig. 27) von geringem Widerstand, der von einer emittierenden

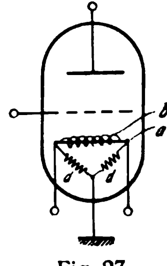


Fig. 27.

Spirale *b* umgeben ist. Um die Induktion zu verringern, liegen parallel zum Faden zwei gleiche Widerstände *d*, deren Mitte geerdet ist.

Röhre mit indirekter Heizung und Doppelgitter.

Brit. Pat. 267 555 (Bethenod, 12. 3. 26), veröffentlicht am 4. 5. 27.

Bei der in Fig. 28 im Schnitt dargestellten Röhre mit der Anode *A* und der Kathode *K* sind zwei Gitter *G* und *H* zu beiden Seiten der Kathode angeordnet. Die Elektrode *H*

kann aus einem oder mehreren Heizfäden bestehen und die

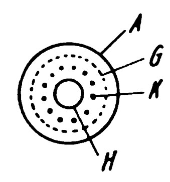


Fig. 28.

Kathode *K* indirekt durch Strahlung oder Elektronenbombardement heizen.

Vierelektrodenröhre.

Brit. Pat. 267 941 (Comp. Gen. de Tel. sans Fil, 17. 3. 26), veröffentlicht am 11. 5. 27.

Die in Fig. 29 und 30 dargestellte Röhre besitzt außer Kathode 1, Gitter 2 und Anode 3 noch eine Hilfselektrode 4,

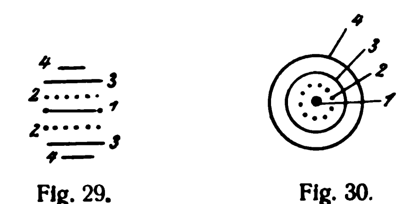


Fig. 29. Fig. 30.

die kleiner als die Anode ist und hinter dieser angeordnet ist. Die Röhre kann als Verstärker, Detektor oder Sender verwendet werden. Der Steuerkreis liegt zwischen Gitter

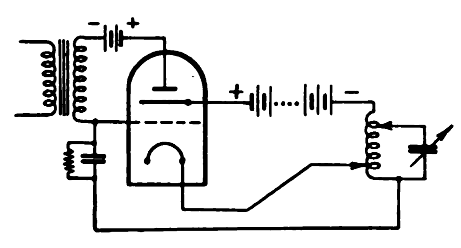


Fig. 31.

und Hilfselektrode. Eine Modulationsschaltung für diese Röhre ist in Fig. 31 wiedergegeben.

Drahtlose Übertragung von Schriftstücken.

D.R.P. 443 609 (Belin), Klasse 21a[1], Gruppe 31. Pat. vom 18. 11. 22 (Unionspriorität vom 25. 11. 21), ausgegeben am 28. 4. 27.

Für die Übertragung graphischer Dokumente kann man so verfahren, daß man zunächst Klischees mit erhabenen Zeichen herstellt, welche Stromstöße aussenden, die an der Empfangsstelle die Ablenkung eines Lichtstrahles durch einen Spiegelgalvanometer hervorrufen. Dabei treten Lichtstörungen durch seitliche Lichtstrahlen auf. Um diese zu

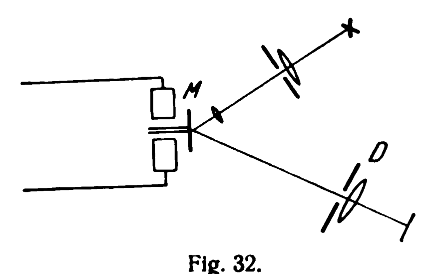


Fig. 32.

verhindern, wird erfindungsgemäß die lichtempfindliche Empfangswalze gegen alle nicht unter einem vorher bestimmten Winkel vom Spiegelgalvanometer ausgehenden Strahlen abgeblendet.

Eine derartige Anordnung ist in Fig. 32 dargestellt, bei der das von dem Spiegel *M* zurückgeworfene Lichtbündel durch einen Schirm *D*, in der oben angegebenen Weise abgeblendet wird.

Bildübertragung.

Brit. Pat. 267 378 (Baird, 1. 9. 25), veröffentlicht 4. 5. 27.

Zur Wiedergabe verschiedener Lichtstärken wird der Empfangsstrom mehreren Verstärkern 1, 2 (Fig. 33) zugeleitet, die auf verschieden starke Ströme ansprechen. Bei schwachen Signalen spricht nur der Verstärker 1 an, so

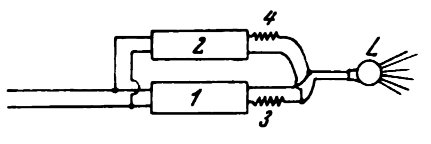


Fig. 33.

daß die Lichtquelle schwach leuchtet. Bei stärkeren Strömen spricht auch der Verstärker 2 an, so daß die Licht-

(Fortsetzung Seite 40.)

Die neuesten deutschen Hochfrequenz-Patente.

Nr.	Klasse und Gruppe	Ausgabetag	Inhalt
428 315	$21e/27$	12. 5. 27	Messung von Wechselstrom mit vibrierenden Umschaltern
*443 404	$21a^4/64$	28. 4. 27	Vielfachantennengebilde
443 504	$21g/31$	30. 4. 27	Herstellung von Magnetkernen
*443 609	$21a^1/31$	28. 4. 27	Drahtlose Bildübertragung
*443 626	$21a^4/25$	5. 5. 27	Empfangseinrichtung
443 863	$21c/22$	5. 5. 27	Herstellung von Kontaktstöpsel
443 864	$21c/22$	5. 5. 27	„ „ „
443 925	$21a^4/29$	12. 5. 27	Zwischenfrequenz-Empfänger
443 926	$21a^4/29$	12. 5. 27	Zwangsläufige Regelung d. Rückkopplung
443 927	$21a^4/70$	12. 5. 27	Einstellvorrichtung
443 928	$21a^4/70$	9. 5. 27	„
443 929	$21a^4/75$	12. 5. 27	Montageplatte für Experimentiergeräte
*443 959	$21a^4/46$	13. 5. 27	Richtantennensystem
443 964	$21a^2/1$	12. 5. 27	Magnetmaterial für Telephone, Lautsprecher u. dgl.
443 965	$21a^2/1$	12. 5. 27	Trichterloser Lautsprecher
443 966	$21a^2/17$	20. 5. 27	Telephon kleinster Bauart
*443 971	$21g/29$	7. 5. 27	Lichtelektrische Zelle
444 049	$21c/59$	18. 5. 27	Tourenregelung für Hochfrequenzmaschinen
*444 110	$21a^4/14$	11. 5. 27	Tasteinrichtung für Frequenzwandler
444 111	$21e/27$	16. 5. 27	Messung und Prüfung von Kapazitäten und Widerständen
*444 194	$21a^4/9$	12. 5. 27	Doppelröhren-Kurzwellensender
*444 195	$21a^4/48$	12. 5. 27	Richtungsbestimmung
*444 196	$21a^4/66$	12. 5. 27	Raumstrahlsendeantenne
*444 261	$21a^4/6$	20. 5. 27	Frequenztransformation
444 269	$21a^4/58$	17. 5. 27	Hochfrequenztelephonie längs Leitungen
444 270	$21a^4/59$	20. 5. 27	„ „ „
444 274	$21g/1$	13. 5. 27	Flachkupferspule
*444 315	$21a^4/6$	20. 5. 27	Frequenzvervielfachung
444 369	$21g/13$	20. 5. 27	Federnde Stromzuführung f. Glühkathoden
444 425	$21a^1/24$	24. 5. 27	Mehrfach-Hochfrequenz-Telegraphie auf einer Leitung
444 426	$21a^1/24$	24. 5. 27	Mehrfach-Hochfrequenz-Telegraphie auf einer Leitung
*444 475	$21g/13$	21. 5. 27	Röhre mit Metallmantel
444 485	$21a^2/21$	24. 5. 27	Kopfbügel für Doppelhörer
444 506	$21g/30$	21. 5. 27	Aufsuchen von Einlagerungen im Boden mittels elektrischer Wellen
444 577	$21g/13$	23. 5. 27	Elektrodeneinführung für Röhren
444 740	$21c/22$	24. 5. 27	Steckerstift mit federndem Mantel
444 744	$21g/13$	24. 5. 27	Herstellung von Metallschutzschirmen in Röhren.

Die mit * bezeichneten Patente sind in diesem Heft ausführlicher referiert.

quelle *L* heller leuchtet. Die Helligkeit der Lichtquelle kann durch Widerstände 3, 4 für die einzelnen Verstärker geregelt werden.

Lichtelektrische Zelle.

D.R.P. 443 971 (Telefunken), Klasse 21g, Gruppe 29. Pat. vom 15. 8. 24, ausgegeben am 7. 5. 27.

Die Erfindung betrifft eine lichtelektrische Zelle, bei der in einem hochevakuiertem oder mit Gas gefülltem Gefäß eine Elektrode (Fig. 34) angebracht ist, die mit einer dünnen Schicht Selen bedeckt ist. Diese Schicht kann z. B. durch Kathodenzerstäubung hergestellt werden. Die Zelle enthält außerdem eine erhitzte Kathode *K*. Zwischen der Kathode und der mit Selen bedeckten Metallplatte liegt eine Gleichspannungsquelle *B*. Ist die Zelle unbelichtet, so wird ein Strom nicht übergehen, da der sehr hohe Widerstand des Selens im Dunkeln einen isolierten Überzug auf der

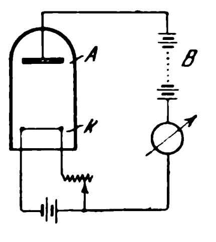


Fig. 34.

Anode bildet. Bei Belichtung wird dieser Widerstand sehr herabgestzt, so daß ein Strom zustande kommt.

Bücherbesprechungen.

Der Bau von Widerstandsverstärkern. Theorie und Praxis von Manfred von Ardenne. Mit einem Geleitwort von Dr. S. Loewe. 2. völlig umgearb. u. erw. Aufl. (Die Radio-Reihe, Bd. 7.) Mit 85 Abb., 142 S. 8°. Verlag von Richard Carl Schmidt & Co., Berlin 1927. Geb. 3,60 RM.

Die 2. Auflage des bekannten Buchs hat eine eingehende Umarbeitung und Erweiterung erfahren. Mit Rücksicht auf den Leserkreis, an den sich das Buch in erster Reihe wendet, wird bei der Darstellung der Wirkungsweise der Widerstandsverstärker die graphische Methode bevorzugt. Besonders instruktiv sind die Kurven, die den Einfluß des Gitterkondensators und des Gitterableitwiderstandes zur Darstellung bringen. Der Einfluß des Gitterkondensators wurde früher unterschätzt. Tatsächlich ist dieser Kondensator eine der Hauptursachen für die Frequenzabhängigkeit des Widerstandsverstärkers. Es steht jedenfalls außer Zweifel, daß durch die vom Verfasser propagierte Verwendung von sehr großen Anoden- und Gitterableitwiderständen eine sehr wesentliche Verbesserung des Widerstandsverstärkers erzielt wurde. Den Bastler werden die Kapitel IX (Fehlerquellen beim Bau von Widerstandsverstärkern) und X (Praktische Ausführungen von Empfängern und Verstärkern mit Widerstandskopplung) besonders interessieren. In dem letztgenannten Kapitel sind auch Empfangsanordnungen beschrieben, bei denen die bekannten Mehrfachröhren Verwendung finden.

Die mit der Widerstandskopplung bei der Niederfrequenz-Verstärkung erzielten Erfolge sollten die beteiligten Kreise anregen, auch die Transformatorkopplung so weit als möglich zu verbessern. Die Frequenzabhängigkeit dieser Kopplung ließe sich sehr vermindern, wenn vollkommen geschlossene Eisenkerne ohne Stoßfugen verwendet würden. H. Kafka.

Deutscher Kalender für Elektrotechniker. Begründet von F. Uppenborn. Herausgegeben von Dr. Ing. e. h. G. Dettmar, ord. Professor an der Techn. Hochschule Hannover. 43. Jahrgang; 1927/28. Hauptband 748 S., 294 Abb., Kl.-8°. Ergänzungsband 474 S., 138 Abb., Kl.-8°. München u. Berlin, R. Oldenbourg, 1927. Preis für beide Teile zusammen 11,50 Mk.

Die Veränderungen der vorliegenden Auflage gegenüber der vorhergehenden sind zum Teil erheblich. Das Werk besteht wieder aus Hauptband und Ergänzungsband. Im Hauptband fehlt jetzt der Abschnitt über Überspannungsschutz, da die neuen diesbezüglichen Leitsätze des V. D. E. in ihrer klaren Darstellung eine gesonderte Behandlung erübrigen. Die Leitsätze sind im Ergänzungsband aufgeführt. Dagegen bringt der Hauptband ein neues Kapitel über die Elektrizität in der Gesetzgebung. Die Abschnitte über Meßmethoden, Apparate, Antriebe und Eisenbahnsicherungswesen weisen gegen früher starke Aenderungen auf. Die Hochfrequenztechnik ist verhältnismäßig kurz behandelt, doch ist dafür die Schwachstromtechnik ausführlicher bearbeitet, und es wird auch hier der Hochfrequenztechniker manches für ihn Wertvolle finden. Im Ergänzungsband sind die Abschnitte über Signalanlagen, Fernzeiger, Industrienormen und gewerblichen Rechtsschutz neu aufgenommen worden, während die Abschnitte über Optik und Elektrochemie starke Aenderungen erfuhren. Die jetzige Auflage enthält auch wieder Angaben über Preise, die früher infolge der durch die Inflationszeit gegebenen Verhältnisse wegfallen mußten. Der Umfang der beiden Bände ist erheblich vergrößert worden, die Ausstattung (der Hauptband in Leinen) ist eine gute. M. Wächtler.

Funkrecht. Von Ministerialrat Dr. Eberhard Neugebauer. Zweite, völlig umgearbeitete Auflage. (Stilkes Rechtsbibliothek Nr. 33), VIII und 260 S. 8°. Verlag von Georg Stilke, Berlin 1926. Geb. 7 RM.

Die zweite Auflage dieses Buches weist gegenüber der ersten eine völlige Umarbeitung und Erweiterung auf, die sich infolge der raschen Weiterentwicklung des Funkwesens als notwendig erwies. Es wird eine eingehende Darstellung des Rechts des Unterhaltungsrundfunks, dessen Grundlagen neu geschaffen wurden, gegeben. Auf dem Gebiet des Antennenrechts, das für die Teilnehmer am Unterhaltungsrundfunk im Zentrum des Interesses steht, ist jetzt schon manche der viel umstrittenen Fragen, die noch bei Erscheinen der ersten Auflage ungeklärt waren, gelöst worden oder wenigstens der Lösung näher gebracht. Eine ausführliche Uebersicht über den jetzigen Stand des Steuerrechts, des Pressefunkrechts und des Funkurheberrechts nebst der Bildtelegraphie gibt einen Einblick in die wichtigsten diesbezüglichen Fragen. Auf die verschiedenen internationalrechtlichen Gesichtspunkte wird auch kurz eingegangen. Im zweiten Teil wird als Anlage eine Zusammenstellung von verschiedenen hierhergehörigen Gesetzen, Bekanntmachungen und Bestimmungen gegeben. Das Bändchen wird für alle, die sich gelegentlich über funkrechtliche Dinge orientieren müssen, ein willkommener Wegweiser sein.

M. Wächtler.



Band 30 **August 1927** **Heft 2**

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie
Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

INHALT

Manuskripte für das Jahrbuch, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an die Schriftleitung Dr. E. Mauz, Greifswald, Physikalisches Institut, zu senden. — Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen. — Abonnements und Inserate sind zu richten an die Verlagsbuchhandlung M. Krayn, Berlin W 10, Genthiner Straße 30, Postscheck-Konto Berlin 32647.

Weitere Mitteilungen über die Ausbreitung von Kurzwellen.

Von **E. Quäck**, Berlin.

In einer früheren Mitteilung[1]) ist über das Auftreten von Doppelzeichen bei der Uebertragung von Kurzwellen berichtet worden. In dieser Abhandlung war für die Berechnung der Höhe der Heavisideschicht die Ausbreitungsgeschwindigkeit gleich der Lichtgeschwindigkeit gesetzt worden. Nach den neueren Arbeiten[2]) ist anzunehmen, daß die Ausbreitungsgeschwindigkeit kleiner als die Lichtgeschwindigkeit, und daß demnach die Höhe der Heavisideschicht geringer ist. Im nachfolgenden soll deshalb von einer Bestimmung der Höhe der Heavisideschicht abgesehen werden, weil die Ausbreitungsgeschwindigkeit abhängig von der Frequenz und dem Brechungsindex ist. Es sollen Tatsachen angeführt werden, welche Art Doppelzeichen auftreten und wie groß die Zeitdifferenz gegenüber dem direkten Zeichen ist. Von berufener Seite können dann die Folgerungen über die Höhe der Heavisideschicht, die ja hauptsächlich theoretischer Natur sind, gezogen werden. Bei wiederholter Beobachtung der von den Kurzwellensendern in Nauen abgegebenen Zeichen in Geltow und der Doppelzeichen wurde die Zeitdifferenz, welche die Doppelzeichen gegenüber den direkt aufgenommenen beim Lauf um die Erde gebraucht haben, zwischen 0,137 bis 0,139 Sek. festgestellt.

Bei Beobachtung des Nauen-Kurzwellensender *AGC*, Welle 18,22 m, wurden keine Zeitunterschiede in den Doppelzeichen gegenüber den von dem Sender *AGA*, Welle 14,9 m, herrührenden nachgewiesen. Bemerkenswert ist die Tatsache, daß das Doppelzeichen von dem Nauen-Sender *AGC* während der Nachtzeit 2200 MEZ beobachtet worden ist.

Sehr interessante Feststellungen wurden auf der Empfangsanlage Geltow der Transradio A. G. bei weiteren Beobachtungen[3]) gemacht.

Anfang Mai wurde von der Companhia Radiotelegraphica Brazileira, Rio de Janeiro, der Kurzwellensender *SPU*, Welle 15,66 m, in Betrieb gesetzt, der mit etwa 10 KW-Antennenleistung und mit einer Strahlwerferanlage (*beam*) arbeitet.

Dieser Sender hat in den Zeiten von 1300 bis 1800 MGZ starke Doppelzeichen und ebenfalls solche zwischen 2045 und 2330 MGZ. Bei Doppelzeichen der letzteren Zeitperiode wurden solche Zeitdifferenzen gegenüber dem direkten Zeichen festgestellt, die einem Umlauf der Doppelzeichen in der Richtung mit dem direkten Zeichen, aber noch einmal um die Erde herum, entsprechen. Die Zeitdauer des vollen Umlaufs betrug etwa 0,1365 bis 0,140 Sekunden. In Fig. 1 ist ein solches Doppelzeichen oszillographisch dargestellt.

[1]) E. Quäck: Neues über die Ausbreitung von kurzen Wellen. Jahrbuch d. drahtl. Telegr. u. Teleph. 28, S. 177, 1926. u. E. N. T. 4, S. 74. 1927.

[2]) A. Hoyt Taylor und E. O. Hulburt „The propagation of radio waves over the earth“, Phys. Rev. 27, S. 198, 1926. Ref. d. Jahrbuch 28, S. 30, 1926; 28, S. 109 und 139, 1926.

H. Lassen: „Über die Jonisation d. Atmosphäre und ihren Einfluß auf die Ausbreitung d. kurzen elektr. Wellen. Jahrbuch d. drahtl. Telegr. u. Teleph. 28, S. 109 und 139, 1926.

[3]) durch die Herren Dr. Mögel und Wiesner.

In der Fig. 2 sind die verschiedenen Wege, die die Zeichen genommen haben, schematisch dargestellt. Das direkte Zeichen *a* hat den Weg *a* Rio-Geltow durchlaufen, das Doppelzeichen *a'* den Weg *a'* Rio über Geltow hinaus um die Erde herum wieder nach Geltow. Es hat also gegenüber dem direkten Zeichen einen um die Erdumkreisung längeren Weg zurückgelegt. Die Zeitdifferenz von 0,137 entspricht nach dem Vorhergesagten einer solchen.

Die Fig. 3 bringt eine oszillographische Aufnahme, die zeigt, daß es gelungen ist, dasselbe Zeichen dreimal hintereinander, entsprechend den verschiedenen durchlaufenen Wegen, zu registrieren.

Der nordamerikanische Kurzwellensender *WIK*, Welle 21,45 m, wurde am 10. Juni ds. Js. um 0220 MEZ beobachtet. (*WIK* arbeitet ungerichtet.) Wie aus vielen oszillographischen Aufnahmen hervorgeht, wovon Fig. 3 einen Ausschnitt darstellt, ergibt sich folgende Feststellung:

Auf das direkte Zeichen *a* folgt in 0,0945 Sekunden das Doppelzeichen *a'*, welches den anderen Weg um die Erde nach Geltow genommen hat. Weiterhin erscheint das Doppelzeichen *a"*, welches mit dem direkten Zeichen den Weg über Geltow hinaus und noch eine weitere Umkreisung der Erde durchlaufen hat, nach einem Zeitverlauf von 0,137 bis 0,138 Sekunden. Die Amplitude dieses Doppelzeichens *a"*, das den weit größeren Weg überbrückt hat, ist größer als die des ersten Doppelzeichens *a'*. In der Fig. 4 sind die durchlaufenen Wege *a*, *a'* und *a"* schematisch aufgezeichnet.

Einen Nachweis dafür, daß die Kurzwellenenergie mehrmals den Erdball umkreist, bringt die Fig. 5. Es ist dies die oszillographische Darstellung der Beobachtung der Doppelzeichen von dem bereits erwähnten Kurzwellensender SPU 15,5 m Welle in Rio de Janeiro. Dieser Sender schickte alle Sekunden in etwa 1/20 Sekunde Abstand zwei Punkte aus, die als direkte Zeichen 1 und *I* aufgenommen sind. Nach Verlauf von 0,1375 Sek. ist das erste Doppelzeichen *2* bzw. *II*, nach der ersten Erdumkreisung und nach weiteren 0,1375 Sek., also 0,275 Sek. später als das entsprechende direkte Zeichen, das zweite Doppelzeichen *3* bzw. *III* registriert, das also zweimal den Erdball umkreist hat. Der Lauf dieser Zeichen ist schematisch in Fig. 6 wiedergegeben.

Den Nachweis von 4 Zeichen bringt Fig. 7, wenn auch nicht ganz deutlich. Abgesehen von den vorher beschriebenen Doppelzeichen ist noch das Doppelzeichen *I'* bzw. 1' zu erkennen, das den anderen Weg um die Erde eingeschlagen hat, der schematisch in Fig. 6 verzeichnet ist.

Bemerkenswert hierbei ist, daß der Riosender ein Sender mit Richtantenne ist, und man Zeichen nach der anderen Richtung nicht vermuten sollte, falls die Richtantenne mit Reflektor arbeitet.

Es scheint, als ob diese Mehrfachumkreisung der Erde besonders dann auftritt, wenn der größte Kreis zwischen dem Sender und der Empfangsstation im wesentlichen in der Dämmerungszone liegt. Es ist dies besonders bei der Beobachtung von Rio der Fall, wobei diese Art Zeichen hauptsächlich in der Nachtzeit etwa von 2100—2200 MEZ auftreten, und während dieser Zeit der größte Kreis gerade in der Dämmerung liegt. Am Tage werden nur diejenigen Doppelzeichen festgestellt, die den anderen Weg um die Erde genommen haben. Doppelzeichen wurden bisher in dem Wellenbereich von 14 m bis 34 m nachgewiesen. Gegenüber den Beobachtungen im Winter haben sich die Stunden von 1300—1600 MEZ, während denen Doppelzeichen von Nordamerika nachgewiesen wurden, um 2—3 Stunden gegen den Abend hin verschoben.

Es ist erstaunlich, welche Energie diese Zeichen nach mehrfacher Umkreisung der Erde noch besitzen, und es ist sicher anzunehmen, daß noch weitere Umkreisungen, als hier beobachtet, stattfinden. Für die praktische Anwendung der Kurzwellen jedoch müssen Mittel und Wege gefunden werden, um die Störungen, die die Doppelzeichen im Betriebe hervorrufen, zu beseitigen. Ihre systematische Beobachtung wird fernerhin dazu beitragen, die Anschauungen über die Ausbreitung und Fortpflanzung der kurzen Wellen zu klären.

Zusammenfassung.

Es wird durch oszillographische Aufnahmen nachgewiesen, daß die Kurzwellen zu bestimmten Zeiten mehrmals ihren Weg rund um die Erde in Richtung des direkten Zeichens und außerdem noch zu gleicher Zeit ihren Weg in anderer Richtung wie das direkte Zeichen um die Erde nehmen. Die Zeitdifferenz zwischen dem Eintreffen des direkten Zeichens und der Umkreisung um die Erde ist fast immer die gleiche, und zwar etwa 0,137 Sek. Diese Mehrfachzeichen treten anscheinend dann auf, wenn der durch die sendende und empfangende Station gelegte größte Kreis in der Hauptsache in der Dämmerung liegt. Auf Grund dieser Beobachtungen kann man annehmen, daß die Kurzwellen mehrmals, mit verhältnismäßig wenig geschwächter Energie, um die Erde laufen.

(Eingegangen am 10. Juli 1927.)

Phasen- und Gruppengeschwindigkeiten in einem ionisierten Medium.[1]

Von **G. W. O. Howe**, Glasgow.

Bei den interessanten Versuchen zur Bestimmung der Zeit, die ein Signal mit kurzen Wellen beim Umlauf um die Erde benötigt, über die E. Quäck in dieser Zeitschrift*) berichtete, wurde die Länge des Wegs und daraus die Höhe des Strahls über dem Erdboden durch das Produkt der Zeitdifferenz mit der Lichtgeschwindigkeit berechnet. Um einen genauen Wert der Höhe zu erhalten, muß man zwei Größen mit einem sehr hohen Grad an Genauigkeit kennen, nämlich die Zeitdifferenz und die Geschwindigkeit der Welle, und die Annahme machen, daß der Strahl einen Großkreis in einer bestimmten Höhe beschreibt. Eine große Genauigkeit für das Ergebnis zu erhalten ist erschwert durch den Umstand, daß sich die Höhe aus der Differenz zweier sehr großen Strecken, nämlich der Weglänge des Strahls und des Erdumfangs berechnet.

[1]) Aus Exp. Wireless IV, Nr. 44, S. 259—260, Mai 1927, übersetzt von E. Mauz.

[2]) ds. Jahrb. 28, S. 177, 1926.



Oszillographische Aufnahmen von Mehrfachzeichen bei kurzen Wellen.

Die Zeitmarken unter den Oszillogrammen entsprechen einem Wechselstrom von 1000 Hertz.

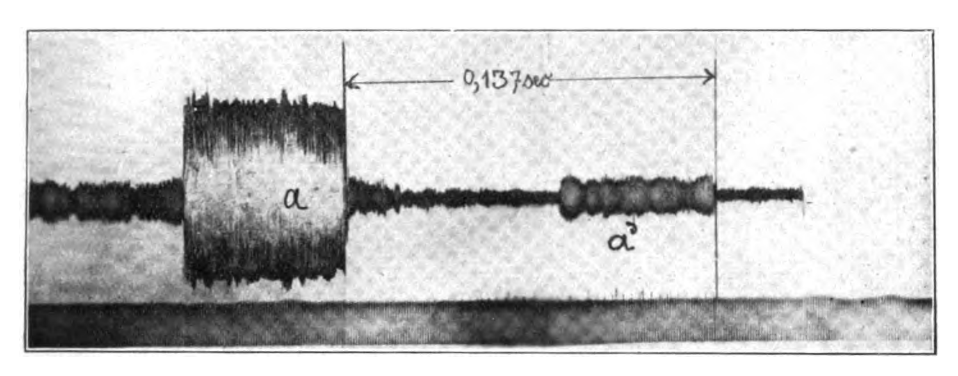


Fig. 1.
Doppelzeichen des Senders *SPU* (15,5 m Welle) Rio. *a* direktes Zeichen, *a'* dasselbe Zeichen, das mit dem direkten Zeichen nochmals die Erde umkreist hat.
Aufnahme: 31. Mai 1927, 2135 MEZ.

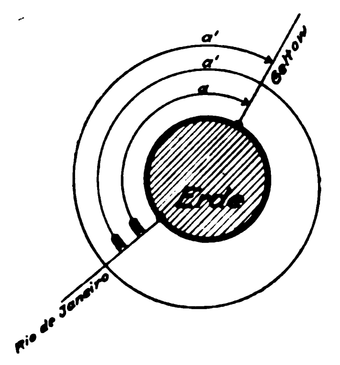


Fig. 2.
Schematische Darstellung des Weges der Zeichen *a* und *a'*.
(s. Fig. 1).

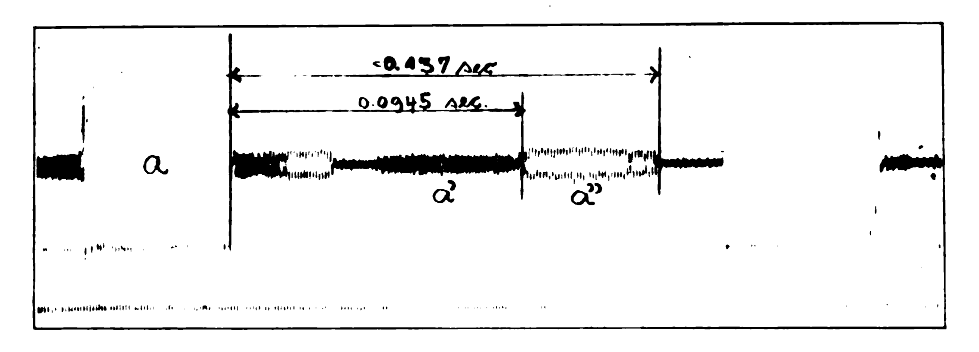


Fig. 3.
Dreifachzeichen des Senders *WIK* (21,45 m Wellenlänge) Rocky Point. *a* direktes Zeichen, *a'* erstes Doppelzeichen, das den anderen Weg um die Erde nach Geltow durchlaufen hat, *a''* das zweite Doppelzeichen, das mit dem direkten Zeichen die Erde noch einmal umkreist hat. Aufnahme: 10. April 1927, 0220 MEZ.

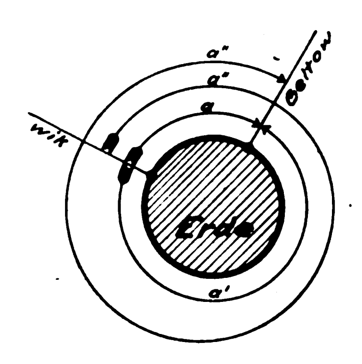


Fig. 4.
Schematische Darstellung d. Weges der Zeichen *a*, *a'* und *a''*,
(s. Fig. 3).

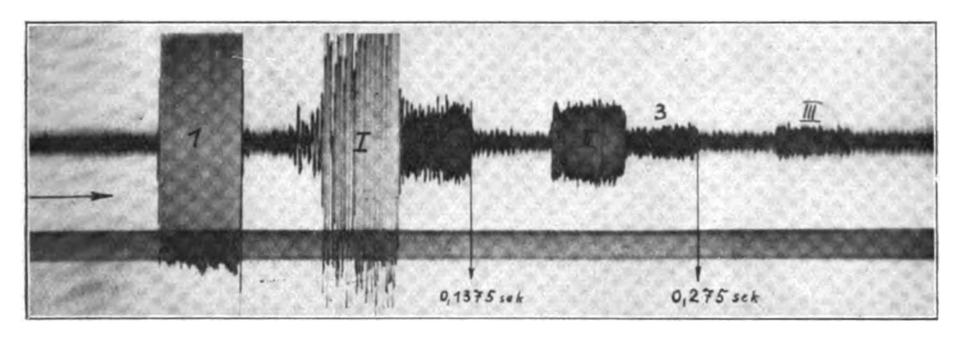


Fig. 5
Doppelte Umkreisung der Erde. Dreifachzeichen des Senders *SPU* (15,5 m Welle) Rio. 1 bzw. I direktes Zeichen, 2 bzw. II Zeichen, das einmal in Richtung des direkten Zeichens die Erde umkreist hat, 3 bzw. III Zeichen, das zweimal in Richtung des direkten Zeichens die Erde umkreist hat. Aufnahme: 27. Juni 1927, 2105 MEZ.

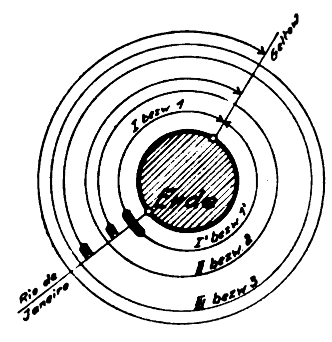


Fig. 6.
Schematische Darstellung des Weges der Mehrfachzeichen um die Erde (siehe Fig. 5 u. 7).
1 bzw. I Weg des direkten Zeichens
2 „ II Weg d. Zeichens 1 mal um die Erde
3 „ III Weg d. Zeichens 2 mal um die Erde } Fig. 5
1' „ I' Weg d. Zeichens in anderer Richtung um die Erde (Fig. 7).

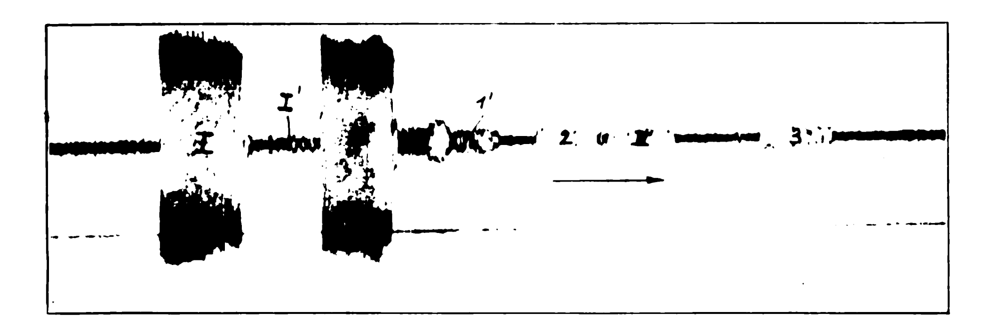


Fig. 7.
Vierfachzeichen des Senders *SPU* (15,5 m Wellenlänge), Rio.
I bzw. 1 direktes Zeichen,
I' „ 1' Zeichen, das in anderer Richtung wie I bzw. 1 um die Erde gelaufen ist.
II „ 2. Zeichen einmal um die Erde in Richtung des direkten Zeichens.
III „ 3. Zeichen zweimal in Richtung des direkten Zeichens um die Erde.
Aufnahme: 27. Juni 1927, 21,10 MEZ.

Die bereits vorliegenden Ergebnisse zeigen jedoch, daß es keine unüberwindliche Schwierigkeit bietet, die Zeitdifferenz mit einem hohen Grad von Genauigkeit zu bestimmen. Da jedoch der daraus erhaltene Wert für die Höhe des Strahls erheblich größer ist als der Wert, den man bisher für wahrscheinlich hielt, so mag man sich mit Recht fragen, ob nicht die Geschwindigkeit der Welle merklich kleiner sein kann als die Lichtgeschwindigkeit. Auf den ersten Blick scheint eine solche Annahme in starkem Widerspruch zu stehen zu der allgemein gültigen Theorie, daß die Wellen nur dann in der Lage sind den Erdball zu umkreisen, wenn sie sich in einer ionisierten Atmosphäre fortpflanzen, in welcher ihre Geschwindigkeit g r ö ß e r ist als im leeren Raum. Dies ist jedoch nur ein scheinbarer Widerspruch, wie die weiteren Ausführungen zeigen werden.

Wenn ein Wellenzug, wie in Fig. 1 dargestellt, durch ein ionisiertes Medium sich fortpflanzt, so gibt es zwei ver-

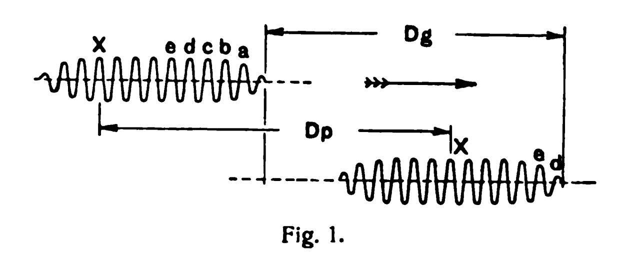


Fig. 1.

schiedene Möglichkeiten, seine Geschwindigkeit festzulegen. Wir können die Wellengruppe als ein Ganzes betrachten, ohne die einzelnen Wellen, aus denen sie besteht, zu berücksichtigen. Wenn dann die Figur zwei Lagen des Wellenzugs für zwei verschiedene Zeitpunkte darstellt, so ergibt sich der in dieser Zeit durchlaufene Weg gleich D_g und diese Wegdifferenz dividiert durch die Zeit ergibt die G r u p p e n geschwindigkeit. Wir können aber andererseits einen bestimmten Wellenberg ins Auge fassen, etwa den mit × bezeichneten, und dessen Fortbewegung betrachten. Wenn die Welle sich in einem ionisierten Medium fortbewegt, so verlieren die ersten Wellen a, b, c an Energie, da sie die Elektronen in Schwingungen versetzen müssen; diese Energie hat, soweit sie nicht durch Zusammenstöße der Elektronen zerstreut wird, das Bestreben, die abklingenden Wellen aufrecht zu erhalten. So kommt es, daß bei der Wellengruppe der vordere Teil ständig geschwächt und der hintere Teil verlängert wird, wobei unser bezeichneter Wellenberg immer mehr zum vorderen Teil der Wellengruppe vorrückt. Die Weglänge D_p, um die sich der bezeichnete Wellenberg fortgepflanzt hat, gibt, durch die Zeitdifferenz dividiert, die sogenannte P h a s e n geschwindigkeit. Offenbar ist die Phasengeschwindigkeit v_p größer als die Gruppengeschwindigkeit v_g und es läßt sich zeigen, daß v_p größer ist als die Lichtgeschwindigkeit c im leeren Raum, während v_g kleiner ist als c.

Nun hängt die Krümmung des Strahls von der Zunahme der Phasengeschwindigkeit v_p ab; der Kurzwellenstrahl ist gebogen und befähigt, der Erdkrümmung zu folgen, weil für ihn die Phasengeschwindigkeit mit der Höhe größer als c wird.

Die erwähnten Messungen bestimmen jedoch die Zeit, welche die Wellen g r u p p e zum Umlauf um die Erde benötigt. Diese Zeit bezieht sich auf die Ankunft des Signals, das durch die ganze Wellengruppe dargestellt wird und nicht auf die Ankunft von den einzelnen Wellen; sie hängt also ab von der Gruppengeschwindigkeit v_g, welche, wie wir eben gesehen haben, kleiner als c ist. Man kann zeigen, daß

$$v_g = c \cdot \sqrt{1-\alpha}$$

und $$v_p = c/\sqrt{1-\alpha}$$

wenn $$\alpha = \frac{N}{f^2} \frac{e^2 c^2}{\pi \cdot m}$$ ist.

Dabei bezeichnet

N die Anzahl Elektronen in einem Kubikzentimeter,
e die Ladung eines Elektrons $= 1.591 \cdot 10^{-20}$ elmg. Einh.,
m die Masse eines Elektrons $= 0.9 \cdot 10^{-27}$ g,
f die Frequenz $= 15 \cdot 10^{6}$/sec für die 20-Meter-Welle. Es ist

$$\frac{e^2 c^2}{\pi m} = 8.055 \cdot 10^7$$

somit für $\lambda = 20$ m,
$\alpha = N \cdot 3.57 \cdot 10^{-7}$.

Wenn die Gruppengeschwindigkeit v_g um 1% von der Lichtgeschwindigkeit abweicht, ergibt sich für α der Wert 0.02; unterscheidet sich v_g um 5%, so hat α annähernd den Wert 0.1. Man erhält nach obiger Gleichung

für $\alpha = 0.02$ $N = 56\,000$
für $\alpha = 0.1$ $N = 280\,000$

Dies sind ganz vernünftige Werte für N. A p p l e t o n und B a r n e t t[3]) leiten unter bestimmten Bedingungen für N einen kleinsten Wert von 100 000 her und A p p l e t o n hat kürzlich[4]) einen Mindestwert von $2.5 \cdot 10^6$ abgeleitet. Dies genügt, um zu beweisen, daß die Gruppengeschwindigkeit der 20-Meter-Welle einige % niedriger sein kann als die Lichtgeschwindigkeit im leeren Raum.

Aus den Versuchsergebnissen berechnet Q u ä c k, daß sich die Wellen in einer Höhe von 182 km fortgepflanzt haben. Wenn wir jedoch annehmen, daß die Geschwindigkeit kleiner als 299 800 km·sec^{-1} ist, so verringert sich diese Höhe. Bei einer Geschwindigkeit, die um 1% kleiner ist als die angenommene, vermindert sich die Höhe auf 116.5 km, und bei einer um 2% kleineren Geschwindigkeit erhält man nur noch 51 km.

Es scheint somit, daß das Ergebnis der Versuche nicht dazu dienen kann, die Höhe, in der sich der Strahl fortpflanzt, zu bestimmen, sondern eher dazu geeignet ist, aus einer angenommenen Höhe den Wert N der Elektronendichte für das Medium zu bestimmen, in dem sich der Strahl fortpflanzt. Bestimmte Schlußfolgerungen können zurzeit noch nicht gezogen werden, da Herr Q u ä c k ausdrücklich bemerkt, daß die Ergebnisse keinen großen Anspruch auf Genauigkeit machen. Wenn wir annehmen, daß seine Angabe einer Höhe von 182 km zutrifft, so erhalten wir bei Zugrundelegung einer Geschwindigkeit am Boden von 199 800 km·sec^{-1} folgende Werte:

$v_g/c =$	0.99	0.98
$\alpha =$	0.02	0.04
$N =$	56 000	112 000
wahre Höhe km =	116.5	51

In einem Bericht eines Berliner Mitarbeiters wird in der „Wireless World" vom 23. 3. 1927 angegeben, daß die Höhe, die sich aus den erwähnten Versuchen berechnet, 350 km ist und nicht 182 km, wie sie Herr Q u ä c k angibt. Wenn

3) Proc. Royal Soc. A **109**, S. 640, 1925.
4) Electrician XCVIII, S. 256, 1927.

wir diese Annahme zugrunde legen, erhalten wir folgende Werte:

$v_g/c =$	0.98	0.97	0.96	0.95
$\alpha =$	0.04	0.06	0.08	0.10
$N =$	112 000	168 000	224 000	280 000
wahre Höhe km $=$	216	148	81	14.

Es ergibt sich somit, daß N bei diesen verschiedenen Annahmen nur wenig variiert. Wird die Zeit zum Umlauf des Erdballs genau bestimmt, so ergibt sich damit in engen

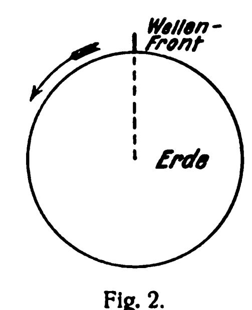


Fig. 2.

Grenzen die Elektronendichte des Mediums, durch welche der Strahl sich fortpflanzt.

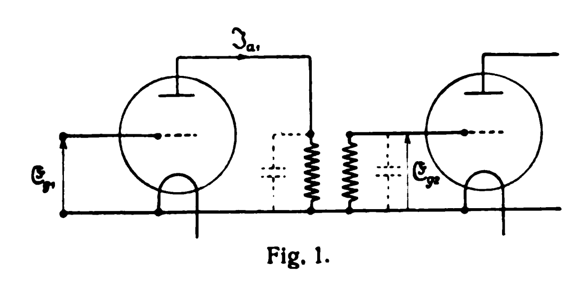
Wenn wir annehmen, daß sich die Wellen parallel zur Erdoberfläche fortpflanzen, die Wellenfront somit, wie Figur 2 zeigt, radial gerichtet ist, so ist es von Interesse festzustellen, daß dann die Phasengeschwindigkeit dem Abstand vom Erdmittelpunkt proportional ist, während die Gruppengeschwindigkeit umgekehrt proportional zum Abstand vom Mittelpunkt sein muß, da die Beziehung besteht $v_g \cdot v_p = c^2$. Unter der Annahme, daß an der Erdoberfläche die Fortpflanzungsgeschwindigkeit dieselbe ist wie im leeren Raum, können wir feststellen, in welcher Höhe die Gruppengeschwindigkeit mit dem Ergebnis aus der gemessenen Zeitdifferenz übereinstimmt. Ergibt die Berechnung von Herrn Quäck mit Zugrundelegung der unveränderten Lichtgeschwindigkeit eine Höhe von 182 km, so läßt sich zeigen, daß dann die wirkliche Höhe für den Weg des beobachteten Signals etwa die Hälfte, nämlich 90 km, beträgt. Für diese letztere Höhe befinden wir uns 1.0141mal weiter vom Erdmittelpunkt entfernt als an der Erdoberfläche, somit ist dafür $v_p = 1.0141 \cdot c$ und $v_g = c/1.0141$. Diese verminderte Gruppengeschwindigkeit liefert dieselbe Zeitdifferenz für eine Höhe von etwa 90 km; ihr entspricht eine Elektronendichte von etwa 80 000.

(Eingegangen am 2. Mai 1927.)

Die induktive Kopplung mit primärer und sekundärer Abstimmung im Anschluß an Radioröhren. 1. Teil.

Von **Heinrich Kafka,** Ladowitz.

Bei der Verbindung zweier Radioröhren in Hoch- und Zwischenfrequenz-Verstärkern spielt die induktive Kopplung mit primärer und sekundärer Abstimmung (s. Fig. 1)


Fig. 1.

eine große Rolle. Durch entsprechend dimensionierte Anordnungen läßt sich eine bedeutende Erhöhung der sekundären Gitterspannung $\mathfrak{E}_{g_2}$ und ihrer Abstimmschärfe (Selektivität) erzielen. Im folgenden soll diese Kopplungsart genauer untersucht werden, wobei sich zeigen wird, daß der innere Widerstand der ersten Röhre einen sehr bedeutenden Einfluß auf die Größe der sekundären Gitterspannung und ihre Abstimmschärfe besitzt.

Um die Untersuchung zu vereinfachen, wollen wir die inneren Röhrenkapazitäten und den Einfluß der gegenseitigen Kapazität der die induktive Kopplung bewirkenden Spulen vernachlässigen. Die Untersuchung dieses Einflusses, der unter Umständen sehr bedeutend sein kann, sei einer besonderen Arbeit vorbehalten. Der Einfluß der Eigenkapazität der nicht abgestimmten Spulen, der zunächst gleichfalls vernachlässigt wird, soll im II. Teil der Arbeit behandelt werden. Bei den abgestimmten Spulen ist die Eigenkapazität von dem einzustellenden Kapazitätswert in Abzug zu bringen.

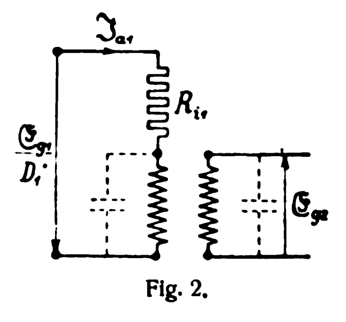


Fig. 2.

Bei Vernachlässigung der Röhrenkapazitäten kann der Untersuchung das in Fig. 2 dargestellte Ersatzschema zugrunde gelegt werden.

Bezeichnungen:

- $\mathfrak{E}_{g_1}$ Zeitvektor der Gitterspannung der ersten Röhre (Effektivwert),
- D_1 Durchgriff der ersten Röhre,
- R_{i_1} Innerer Widerstand der ersten Röhre,
- $\mathfrak{J}_{a_1}$ Zeitvektor des Anodenstroms der ersten Röhre (Effektivwert),
- $\mathfrak{E}_{g_2}$ Zeitvektor der Gitterspannung der zweiten Röhre (Effektivwert),
- r_1 Wirkwiderstand der Primärspule bei der Abstimmfrequenz,



L_1 Selbstinduktionskoeffizient der Primärspule mit w_1 Windungen,

M Gegenseitiger Induktionskoeffizient der beiden Kopplungsspulen (kann durch Aenderung der gegenseitigen Lage der beiden Spulen verändert werden),

r_2 Wirkwiderstand der Sekundärspule bei der Abstimmfrequenz,

L_2 Selbstinduktionskoeffizient der Sekundärspule mit w_2 Windungen.

Bei der aperiodischen Kopplung ist der Anodenstrom der ersten Röhre unter den gemachten Vernachlässigungen

$$\mathfrak{J}_{a_1} = \frac{\mathfrak{E}_{g_1}}{D_1} \frac{1}{R_{i_1} + r_1 + \mathrm{j}\,\omega\,L_1} \tag{1}$$

und die sekundäre Gitterspannung

$$\mathfrak{E}_{g_2} = -\mathrm{j}\,\omega\,M\,\mathfrak{J}_{a_1} = -\frac{\mathfrak{E}_{g_1}}{D_1} \frac{\mathrm{j}\,\omega\,M}{R_{i_1} + r_1 + \mathrm{j}\,\omega\,L_1}. \tag{2}$$

Um die Untersuchung allgemeiner zu gestalten, führen wir folgende Verhältnisgrößen ein:

$$\left.\begin{aligned} &\frac{R_{i_1}}{\omega\,L_1} = A_{i_1}, \quad \frac{r_1}{\omega\,L_1} = \alpha_1, \\ &\frac{M}{L_1} = \frac{w_2}{w_1}\,\varkappa_1 \ (\varkappa_1 \text{ primärer Kopplungsfaktor}). \end{aligned}\right\} \tag{3}$$

Das die Wirksamkeit der Kopplung charakterisierende Verhältnis zwischen der sekundären Gitterspannung $\mathfrak{E}_{g_2}$ und der Spannung $\mathfrak{E}_{g_1}/D_1$ läßt sich dann in der Form schreiben

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{V} &= \frac{\mathfrak{E}_{g_2}}{\mathfrak{E}_{g_1}/D_1} = \frac{w_2}{w_1}\,\varkappa_1\,\frac{1}{-1+\mathrm{j}(A_{i_1}+\alpha_1)}, \\ \text{Betrag: } V &= \frac{E_{g_2}}{E_{g_1}/D_1} = \frac{w_2}{w_1}\,\varkappa_1\,\frac{1}{\sqrt{1+(A_{i_1}+\alpha_1)^2}}. \end{aligned}\right\} \tag{4}$$

Aus dem vorstehenden Ausdruck ist zu ersehen, daß das Spannungverhältnis $\mathfrak{V}$ sehr wesentlich durch die Größe von $A_{i_1} = \frac{R_{i_1}}{\omega\,L_1}$ beeinflußt wird. Wenn z. B. A_{i_1} in der Größenordnung von 10 liegt, so sinkt der Betrag von $\mathfrak{V}$ bei ideal fester Kopplung und Verwendung gleicher Spulen $\left(\frac{w_2}{w_1}\varkappa_1 = 1\right)$ auf rund 0,1. Ist nun der Durchgriff $D_1 = 0{\cdot}1$, so wird nach (4) $E_{g_2} = E_{g_1}$, d. h. es tritt überhaupt keine Verstärkung durch die Röhrenstufe ein. Aperiodische Kopplungen wird man also nur dann in Erwägung ziehen können, wenn A_{i_1} in der Größenordnung von 1 liegt und wenn außerdem keine Selektivität verlangt wird.

I. Induktive Kopplung mit primärer Abstimmung

(s. Fig. 3).

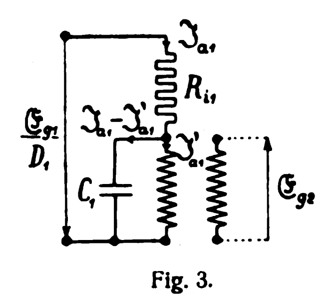


Fig. 3.

Bei Berücksichtigung der in Fig. 3 eingetragenen Zählpfeile[1]) gelten unter den gemachten Vernachlässigungen die Gleichungen

$$\left.\begin{aligned} &\frac{\mathfrak{E}_{g_1}}{D_1} = \mathfrak{J}_{a_1} R_{i_1} + \mathfrak{J}'_{a_1}(r_1 + \mathrm{j}\,\omega\,L_1), \\ &\mathfrak{J}'_{a_1}(r_1 + \mathrm{j}\,\omega\,L_1) = (\mathfrak{J}_{a_1} - \mathfrak{J}'_{a_1})\,\mathrm{j}\left(-\frac{1}{\omega\,C_1}\right). \end{aligned}\right\} \tag{5}$$

Aus diesem Gleichungspaar ergibt sich für den Strom in der Primärspule der Ausdruck

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{J}'_{a_1} = \frac{\mathfrak{E}_{g_1}}{D_1} \times \\ \frac{\mathrm{j}\left(-\frac{1}{\omega\,C_1}\right)}{R_{i_1}\left[r_1 + \mathrm{j}\left(\omega L_1 - \frac{1}{\omega\,C_1}\right)\right] + (r_1 + \mathrm{j}\,\omega\,L_1)\,\mathrm{j}\left(-\frac{1}{\omega\,C_1}\right)}. \end{aligned}\right\} \tag{6}$$

Die sekundäre Gitterspannung ist

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{E}_{g_2} = -\mathrm{j}\,\omega\,M\,\mathfrak{J}_{a_1} = \frac{\mathfrak{E}_{g_1}}{D_1} \times \\ \frac{1}{-\frac{C_1}{M}\left\{R_{i_1} r_1 + \frac{L_1}{C_1} + \mathrm{j}\left[R_{i_1}\left(\omega\,L_1 - \frac{1}{\omega\,C_1}\right) - \frac{r_1}{\omega\,C_1}\right]\right\}} \\ = \frac{\mathfrak{E}_{g_1}}{D_1}\,\frac{1}{\mathfrak{N}^{\mathrm{I}}}. \end{aligned}\right\} \tag{7}$$

Mit Einführung der Verhältnisgrößen

$$\frac{R_{i_1}}{\omega\,L_1} = A_{i_1}, \quad \frac{r_1}{\omega\,L_1} = \alpha_1 \quad \text{und} \quad \frac{M}{L_1} = \frac{w_2}{w_1}\varkappa_1 \tag{8}$$

läßt sich der Nennervektor $\mathfrak{N}^{\mathrm{I}}$ in (7) auf die folgende Form bringen:

$$\mathfrak{N}^{\mathrm{I}} = \frac{w_1}{w_2}\frac{1}{\varkappa_1}\left[-1 + \mathrm{j}(A_{i_1} + \alpha_1) + C_1\,\omega^2 L_1 A_{i_1}(-\alpha_1 - \mathrm{j})\right]. \tag{9}$$

Nach (9) setzt sich der Vektor $\mathfrak{N}^{\mathrm{I}}$ aus einem konstanten Vektor und einem mit C_1 veränderlichen Vektor zusammen, welche Zusammensetzung in Fig. 4 dargestellt ist (es wurde

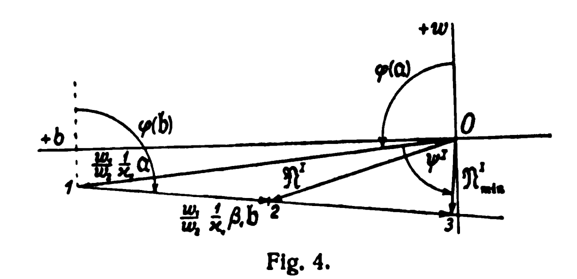


Fig. 4.

dabei $A_{i_1} = 10$ und $\alpha_1 = 0{\cdot}1$ angenommen; in praktischen Fällen ist α_1 im Verhältnis zu A_{i_1} bedeutend kleiner, doch wurde mit Absicht ein größerer Wert für α_1 gewählt, um

[1]) Näheres über die Bedeutung der Zählpfeile in dem Buch des Verfassers „Die ebene Vektorrechnung und ihre Anwendungen in der Wechselstromtechnik"; Verlag Teubner, Leipzig.



den Einfluß dieser Größe deutlicher zum Ausdruck zu bringen). Der konstante Vektor ist

$$\left.\begin{aligned}\overrightarrow{01} &= \frac{w_1}{w_2}\frac{1}{\varkappa_1}\left[-1+\mathfrak{j}\,(A_{i_1}+\alpha_1)\right] \\ &= \frac{w_1}{w_2}\frac{1}{\varkappa_1}\,\mathfrak{a} = \frac{w_1}{w_2}\frac{1}{\varkappa_1}\,a\,\overset{\frown}{\varphi(\mathfrak{a})};\ ^{2)} \\ \text{Argument: } & \varphi\,(\overrightarrow{01}) = \varphi\,(\mathfrak{a}) = \operatorname{arc\,tg}\frac{A_{i_1}+\alpha_1}{-1}, \\ \text{Betrag: } & \overline{01} = \frac{w_1}{w_2}\frac{1}{\varkappa_1}\,a = \frac{w_1}{w_2}\frac{1}{\varkappa_1}\frac{-1}{\cos\varphi(\mathfrak{a})}.\end{aligned}\right\}\quad(10)$$

Der mit C_1 veränderliche Vektor ist

$$\left.\begin{aligned}\overrightarrow{12} &= \frac{w_1}{w_2}\frac{1}{\varkappa_1}\,C_1\,\omega^2 L_1 A_{i_1}(-\alpha_1-\mathfrak{j}) \\ &= \frac{w_1}{w_2}\frac{1}{\varkappa_1}\,\beta_1\,\mathfrak{b} = \frac{w_1}{w_2}\frac{1}{\varkappa_1}\,\beta_1\,b\,\overset{\frown}{\varphi(\mathfrak{b})},\end{aligned}\right.$$

wobei $C_1\,\omega^2 L_1 = \beta_1$ und $A_{i_1}(-\alpha_1-\mathfrak{j}) = \mathfrak{b}$ gesetzt wurde;

$$\left.\begin{aligned}\text{Argument: } & \varphi\,(\overrightarrow{12}) = \varphi\,(\mathfrak{b}) = \operatorname{arc\,tg}\frac{-1}{-\alpha_1},\ ^{3)} \\ \text{Betrag: } & \overline{12} = \frac{w_1}{w_2}\frac{1}{\varkappa_1}\,\beta_1\,b.\end{aligned}\right\}\quad(11)$$

Damit $\mathfrak{E}_{g_2}$ ein Maximum wird, muß nach (7) der Vektor

$$\mathfrak{N}^{\mathrm{I}} = \overrightarrow{02} = \frac{w_1}{w_2}\frac{1}{\varkappa_1}(\mathfrak{a}+\beta_1\,\mathfrak{b}) \quad (9a)$$

dem Betrag nach ein Minimum werden, was durch entsprechende Einstellung von C_1 erreicht werden kann. Das gesuchte Minimum von $\mathfrak{N}^{\mathrm{I}}$ entspricht nach Fig. 4 dem kürzesten Abstand $\overrightarrow{03}$ der Verbindungsgeraden 12 vom Ursprung 0:

$$\left.\begin{aligned}\mathfrak{N}^{\mathrm{I}}_{\min} &= \overrightarrow{03} = \frac{w_1}{w_2}\frac{1}{\varkappa_1}\,\mathfrak{a}\cos\psi^{\mathrm{I}}\ \overset{\frown}{(\psi^{\mathrm{I}})}; \\ \text{Argument: } & \varphi\,(\mathfrak{N}^{\mathrm{I}}_{\min}) = \varphi\,(\mathfrak{a}) + \psi^{\mathrm{I}}, \\ \text{Betrag: } & N^{\mathrm{I}}_{\min} = \frac{w_1}{w_2}\frac{1}{\varkappa_1}\,a\cos\psi^{\mathrm{I}},\end{aligned}\right\}\quad(12)$$

wobei nach Fig. 4

$$\left.\begin{aligned}\psi^{\mathrm{I}} &= 270^0 - \varphi\,(\mathfrak{a}) + \varphi\,(\mathfrak{b}) \\ &= \operatorname{arc\,tg}\frac{A_{i_1}}{1+(A_{i_1}+\alpha_1)\,\alpha_1}.\end{aligned}\right\}\quad(13)$$

[2]) φ ($\mathfrak{a}$) bedeutet das Argument des Vektors $\mathfrak{a}$, worunter wir den im positiven Sinn (entgegen dem Uhrzeiger) zu zählenden Winkel verstehen wollen, den der Vektor $\mathfrak{a}$ mit der positiven Wirkachse einschließt (s. Fig. 4). a ist der Betrag des Vektors $\mathfrak{a}$, welcher Betrag durch einen Vektor in Richtung der positiven Wirkachse dargestellt werden kann (Argument $= 0$). Die Schreibweise $\mathfrak{a} = a\,\overset{\frown}{\varphi(\mathfrak{a})}$ soll zum Ausdruck bringen, daß der Vektor $\mathfrak{a}$ durch Drehung des in der Wirkachse liegenden Vektors a um den Winkel φ ($\mathfrak{a}$) erhalten werden kann.

[3]) Entsprechend der Festsetzung [2]) ist der Zahlenwert des Arguments φ ($\mathfrak{b}$) in Fig. 4 negativ.

Um die der Einstellung von $\mathfrak{N}^{\mathrm{I}}_{\min}$ entsprechenden Werte von $\beta_1^{\bullet}$ und $C_1^{\bullet}$ zu finden, beachten wir, daß nach Fig. 4

$$\left.\begin{aligned}&\overline{13} = \overline{01}\sin\psi^{\mathrm{I}} \\ &\text{oder} \\ &\frac{w_1}{w_2}\frac{1}{\varkappa_1}\,\beta_1^{\bullet}\,b = \frac{w_1}{w_2}\frac{1}{\varkappa_1}\,a\sin\psi^{\mathrm{I}};\end{aligned}\right\}\quad(14)$$

daraus folgt:

$$\left.\begin{aligned}\beta_1^{\bullet} &= C_1^{\bullet}\,\omega\,L_1 = \frac{a}{b}\sin\psi^{\mathrm{I}}, \\ C_1^{\bullet} &= \frac{1}{\omega\,L_1}\frac{a}{b}\sin\psi^{\mathrm{I}}.\end{aligned}\right\}\quad(15)$$

Der Kehrwert von $\mathfrak{N}^{\mathrm{I}}_{\min}$ bestimmt das Maximum des Spannungsverhältnisses $\mathfrak{V}^{\mathrm{I}} = \dfrac{\mathfrak{E}_{g_2}}{\mathfrak{E}_{g_1}/D_1}$ bei primärer Abstimmung:

$$\left.\begin{aligned}\mathfrak{V}^{\mathrm{I}}_{\max} &= \frac{\mathfrak{E}_{g_2\max}}{\mathfrak{E}_{g_1}/D_1} = \frac{w_2}{w_1}\,\varkappa_1\,\frac{1}{a\cos\psi^{\mathrm{I}}}\,\overset{\frown}{(-\psi^{\mathrm{I}})}; \\ \text{Argument: } & \varphi\,(\mathfrak{V}^{\mathrm{I}}_{\max}) = -\varphi\,(\mathfrak{a}) - \psi^{\mathrm{I}}, \\ \text{Betrag: } & V^{\mathrm{I}}_{\max} = \frac{w_2}{w_1}\,\varkappa_1\,\frac{1}{a\cos\psi^{\mathrm{I}}}.\end{aligned}\right\}\quad(16)$$

In praktischen Fällen ist bei Hoch- und Mittelfrequenz α_1 gegen 1 sehr klein, so daß die Richtung der Verbindungsgeraden 12 nur wenig von der Horizontalen abweicht. Der Minimalwert $\mathfrak{N}^{\mathrm{I}}_{\min}$ tritt dann mit großer Annäherung bei der Resonanzeinstellung

$$\beta_1 = C_1\,\omega^2 L_1 = 1$$

ein, für die sich nach (9) der folgende Wert von $\mathfrak{N}^{\mathrm{I}}$ ergibt:

$$\mathfrak{N}^{\mathrm{I}} = \frac{w_1}{w_2}\frac{1}{\varkappa_1}(-1 - A_{i_1}\alpha_1 + \mathfrak{j}\,\alpha_1).$$

Da unter den gemachten Voraussetzungen α_1^2 gegen $(1+A_{i_1}\alpha_1)^2$ vernachlässigt werden kann, wird

$$N^{\mathrm{I}}_{\min} \doteq \frac{w_1}{w_2}\frac{1}{\varkappa_1}(1+A_{i_1}\alpha_1) \quad (17)$$

und dementsprechend

$$V^{\mathrm{I}}_{\max} = \frac{E_{g_2\max}}{E_{g_1}/D_1} \doteq \frac{w_2}{w_1}\,\varkappa_1\,\frac{1}{1+A_{i_1}\alpha_1}. \quad (18)$$

Aus dem Vergleich mit dem zweiten Ausdruck (4) ist zu ersehen, daß durch die primäre Abstimmung eine sehr wesentliche Erhöhung der Gitterspannung $\mathfrak{E}_{g_2}$ erreicht werden kann, und zwar fällt diese Erhöhung umso mehr ins Gewicht, je größer $A_{i_1} = \dfrac{R_{i_1}}{\omega\,L_1}$ ist. Viel schwerwiegender ist aber der durch die primäre Abstimmung erzielte Vorteil der Selektivität.

Untersuchung der Abstimmschärfe.

1. Störung der Einstellung von $\mathfrak{N}^{\mathrm{I}}_{\min}$ bzw. $\mathfrak{E}_{g_2\max}$ durch Aenderung von $C_1^{\bullet}$.

Wenn die Kapazität $C_1^{\bullet}$ um den kleinen Betrag $\pm\triangle C_1^{\bullet}$ geändert wird, so verschiebt sich in Fig. 4 der Punkt 3 in Richtung des Vektors $\mathfrak{b}$ um die Strecke

$$\overline{33'} = \pm\frac{w_1}{w_2}\frac{1}{\varkappa_1}\,\beta_1^{\bullet}\,b\left(\frac{\triangle C_1^{\bullet}}{C_1^{\bullet}}\right)$$

$$\left[100\left(\frac{\triangle C_1^{\bullet}}{C_1^{\bullet}}\right)\ \text{Prozentuelle Aenderung der Kap. } C_1^{\bullet}\right].$$

Der Betrag des Vektors $\mathfrak{N}^{I}_{min}$ steigt dabei auf

$$N^{I}_{(\triangle C_1^\bullet)} = N^{I}_{min} \sqrt{1 + \left(\frac{\overline{33'}}{N^{I}_{min}}\right)^2}$$
$$= N^{I}_{min} \sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \rho_{(\triangle C_1^\bullet)}}; \tag{19}$$

dementsprechend sinkt der Betrag des Vektors $\mathfrak{V}^{I}_{max}$ auf

$$V^{I}_{(\triangle C_1^\bullet)} = \frac{V^{I}_{max}}{\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \rho_{(\triangle C_1^\bullet)}}}. \tag{20}$$

Es stellt demnach die Größe

$$\operatorname{tg} \rho_{(\triangle C_1^\bullet)} = \frac{\overline{33'}}{N^{I}_{min}} = \frac{\frac{w_1}{w_2}\frac{1}{\varkappa_1}\beta_1^\bullet\, b \left(\frac{\triangle C_1^\bullet}{C_1^\bullet}\right)}{N^{I}_{min}} \tag{21}$$

ein Maß für die Aenderung von N^{I}_{min} bezw. V^{I}_{max} und damit auch für die Abstimmschärfe bei Aenderung von $C_1^\bullet$ dar.

Da nach Fig. 4

$$N^{I}_{min} = \overline{03} = \overline{13} \operatorname{cotg} \psi^{I}$$

und nach (14)

$$\overline{13} = \frac{w_1}{w_2}\frac{1}{\varkappa_1}\beta_1^\bullet\, b,$$

wird

$$\operatorname{tg} \rho_{(\triangle C_1^\bullet)} = \frac{1}{\operatorname{cotg} \psi^{I}}\left(\frac{\triangle C_1^\bullet}{C_1^\bullet}\right). \tag{21a}$$

Nach dieser Beziehung wird die Abstimmschärfe umso größer, je mehr sich der Winkel ψ^{I} einem rechten Winkel nähert, oder mit anderen Worten, je spitzer der $\sphericalangle$ (0, 1, 3) in Fig. 4 ist, den die Vektoren $\mathfrak{a}$ und $\mathfrak{b}$ miteinander einschließen. Wenn in (21a) für cotg ψ^{I} der aus dem Ausdruck (13) folgende Wert eingesetzt wird, so können wir auch schreiben

$$\operatorname{tg} \rho_{(\triangle C_1^\bullet)} = \frac{A_{i_1}}{1 + (A_{i_1} + \alpha_1)\alpha_1}\left(\frac{\triangle C_1^\bullet}{C_1^\bullet}\right). \tag{21b}$$

Solange der Nennersummand $(A_{i_1} + \alpha_1)\alpha_1$ nicht ins Gewicht fällt, wird die Abstimmschärfe im wesentlichen durch die Größe von $A_{i_1} = \frac{R_{i_1}}{\omega L_1}$ bestimmt, und zwar wird diese umso größer, je größer R_{i_1} (Röhren mit größerem inneren Widerstand ergeben also eine größere Abstimmschärfe) und je kleiner ωL_1 ist. Da es bei der Abstimmung nur auf das Produkt $L_1 C_1^\bullet$ ankommt, kann die Abstimmschärfe dadurch vergrößert werden, daß man L_1 kleiner wählt (Spule mit geringerer Windungszahl) und $C_1^\bullet$ entsprechend vergrößert. Für $R_{i_1} = 0$ würde überhaupt keine Selektivität für die Gitterspannung $\mathfrak{E}_{g_2}$ bestehen.

2. Störung der Einstellung von $\mathfrak{N}^{I}_{min}$ bzw. $\mathfrak{E}_{g_2 max}$ durch Aenderung der Frequenz f

Die Aenderung der Frequenz f um den kleinen Betrag $\pm \triangle f$ hat zur Folge, daß sich in Fig. 4 der Punkt 3 mit großer Annäherung in Richtung des Vektors $\mathfrak{b}$ um die Strecke

$$\overline{33'} = \pm \frac{w_1}{w_2}\frac{1}{\varkappa_1}\beta_1^\bullet\, b \left(\frac{2 \triangle f}{f}\right)$$

verschiebt. Wenn wir die gleichen Ueberlegungen wie im ersten Fall anstellen, so ergibt sich, daß der Ausdruck

$$\left.\begin{aligned}\operatorname{tg} \rho_{(\triangle f)} &= \frac{2}{\operatorname{cotg} \psi^{I}}\left(\frac{\triangle f}{f}\right)\\ &= \frac{2 A_{i_1}}{1 + (A_{i_1} + \alpha_1)\alpha_1}\left(\frac{\triangle f}{f}\right)\end{aligned}\right\} \tag{22}$$

ein Maß für die Abstimmschärfe bei Aenderung der Frequenz f darstellt. Bei gleicher prozentualer Aenderung ist $\operatorname{tg} \varrho_{(\triangle f)}$ doppelt so groß als $\operatorname{tg} \varrho_{(\triangle C_1^\bullet)}$.

In die Ausdrücke (21) und (22) geht der Kopplungsfaktor $\varkappa_1$ nicht ein, d. h. es kann bei der primären Abstimmung unter der gemachten Voraussetzung (Sekundärspule nicht belastet) durch losere Kopplung k e i n e Erhöhung der Abstimmschärfe für die Gitterspannung $\mathfrak{E}_{g_2}$ erzielt werden. Durch losere Kopplung wird nur nach (16) $\mathfrak{E}_{g_2 max}$ v erkleinert.

II. Induktive Kopplung mit sekundärer Abstimmung
(s. Fig. 5).

Beim Anschluß eines Kondensators an die Sekundärspule entsteht ein geschlossener Stromkreis, der vom

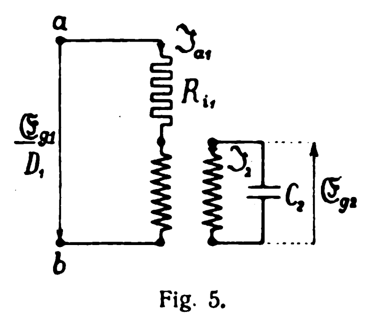


Fig. 5.

Strom $\mathfrak{J}_2$ durchflossen wird. Infolgedessen ist hier die Wirkung der gegenseitigen Induktion der Ströme $\mathfrak{J}_{a_1}$ und $\mathfrak{J}_2$ zu berücksichtigen. Wenn wir die II. Maxwellsche Hauptgleichung einerseits auf den Umlaufsweg: Klemme a, Widerstand R_{i_1}, Primärspule, Klemme b und zurück durch die Luft zur Klemme a, und andererseits auf den dem sekundären Stromkreis entsprechenden Umlaufsweg anwenden, so erhalten wir die Gleichungen

$$\left.\begin{aligned}&\mathfrak{J}_{a_1}(R_{i_1} + r_1 + j\omega L_1) - \frac{\mathfrak{E}_{g_1}}{D_1} = -j\omega M \mathfrak{J}_2\\ &\text{und}\\ &\mathfrak{J}_2\left[r_2 + j\left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C_2}\right)\right] = -j\omega M \mathfrak{J}_{a_1}.\end{aligned}\right\} \tag{23}$$

Aus dem vorstehenden Gleichungspaar ergibt sich

$$\left.\mathfrak{J}_2 = \frac{\mathfrak{E}_{g_1}}{D_1} \times \frac{-j\omega M}{(R_{i_1} + r_1 + j\omega L_1)\left[r_2 + j\left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C_2}\right)\right] + \omega^2 M^2}\right\}. \tag{24}$$

Die sekundäre Gitterspannung ist

$$\mathfrak{E}_{g_2} = \frac{\mathfrak{J}_2}{j\,\omega\,C_2} = \frac{\mathfrak{E}_{g_1}}{D_1} \times \frac{1}{-\frac{C_2}{M}\left\{(R_{i_1}+r_1)\,r_2 - \omega\,L_1\left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega\,C_2}\right) + \omega^2 M^2 + j\left[(R_{i_1}+r_1)(\omega\,L_2 - \frac{1}{\omega\,C_2}) + r_2\,\omega\,L_1\right]\right\}} = \frac{\mathfrak{E}_{g_1}}{D_1}\frac{1}{\mathfrak{N}^{II}}. \tag{25}$$

Mit Einführung der Verhältnisgrößen

$$\frac{R_{i_1}}{\omega L_1} = A_{i_1},\ \frac{r_1}{\omega L_1} = \alpha_1,\ \frac{r_2}{\omega L_2} = \alpha_2,$$
$$\frac{M}{L_1} = \frac{w_2}{w_1}\varkappa_1,\ \frac{M}{L_2} = \frac{w_1}{w_2}\varkappa_2,\ \sigma = 1 - \frac{M^2}{L_1\,L_2} = 1 - \varkappa_1\,\varkappa_2 \tag{26}$$

(Totaler Streukoeffizient),

läßt sich der Nenner $\mathfrak{N}^{II}$ in (25) auf die folgende Form bringen:

$$\mathfrak{N}^{II} = \frac{w_1}{w_2}\frac{1}{\varkappa_1}\Big\{-1 + j\,(A_{i_1}+\alpha_1) + C_2\,\omega^2\,L_2 \times [-(A_{i_1}+\alpha_1)\,\alpha_2 + \sigma - j\,(A_{i_1}+\alpha_1+\alpha_2)]\Big\}. \tag{27}$$

Nach (27) setzt sich der Vektor $\mathfrak{N}^{II}$ für eine gegebene Kopplung aus einem konstanten Vektor und einem mit C_2 veränderlichen Vektor zusammen (s. Fig. 6). Der konstante Vektor ist der gleiche wie im Abschnitt I (s. die Gleichungsgruppe 10).

Der mit C_2 veränderliche Vektor ist

$$\overrightarrow{12} = \frac{w_1}{w_2}\frac{1}{\varkappa_1}\,C_2\omega^2 L_2[-(A_{i_1}+\alpha_1)\alpha_2 + \sigma - j\,(A_{i_1}+\alpha_1+\alpha_2)]$$
$$= \frac{w_1}{w_2}\frac{1}{\varkappa_1}\beta_2\,\mathfrak{c} = \frac{w_1}{w_2}\frac{1}{\varkappa_1}\beta_2\,c\,\overset{\frown}{\varphi\,(\mathfrak{c})},$$

wobei $C_2\,\omega^2\,L_2 = \beta_2$ und $[-(A_{i_1}+\alpha_1)\,\alpha_2 + \sigma - j\,(A_{i_1}+\alpha_1+\alpha_2)] = \mathfrak{c}$ gesetzt wurde;

$$\text{Argument:}\ \varphi\,(\overrightarrow{12}) = \varphi\,(\mathfrak{c}) = \operatorname{arc\,tg}\frac{-(A_{i_1}+\alpha_1+\alpha_2)}{-(A_{i_1}+\alpha_1)\,\alpha_2+\sigma},$$
$$\text{Betrag:}\ \overline{12} = \frac{w_1}{w_2}\frac{1}{\varkappa_1}\beta_2\,c. \tag{28}$$

Aus den vorstehenden Ausdrücken ist zu ersehen, daß sich die durch den Winkel $\varphi(\mathfrak{c})$ bestimmte Richtung des Vektors $\overrightarrow{12}$ mit der Kopplung ändert. Für $\sigma = 0$ (ideal feste Kopplung) ist $\varphi(\mathfrak{c})$ etwas größer als $-90°$, d. h. der Vektor $\overrightarrow{12}$ hat eine ähnliche Richtung wie der Vektor $\mathfrak{b}$ in Fig. 4. Für $\sigma = (A_{i_1} + \alpha_1)\,\alpha_2$ verläuft der Vektor $\overrightarrow{12}$ parallel zur Blindachse. Mit steigendem σ, also mit loser werdender Kopplung, nähert sich die Richtung des Vektors $\overrightarrow{12}$ dem Ursprung 0 bis auf eine sehr kleine Distanz. (Die in Fig. 6 eingetragene Richtung des Vektors $\overrightarrow{12}$ möge einem mittleren Kopplungswert entsprechen). Auf die durch die Aenderung der Kopplung bewirkte Drehung der Richtung $\overrightarrow{12}$ beruhen die Vorteile der induktiven Kopplung mit sekundärer Abstimmung, nämlich die Möglichkeit der Erzielung größerer Gitterspannungen $\mathfrak{E}_{g_2}$ und erhöhter Abstimmschärfe für diese.

Damit $\mathfrak{E}_{g_2}$ ein Maximum wird, muß nach (25) der Vektor

$$\overrightarrow{02} = \mathfrak{N}^{II} = \frac{w_1}{w_2}\frac{1}{\varkappa_1}(\mathfrak{a} + \beta_2\,\mathfrak{c}) \tag{27a}$$

ein Minimum werden, was durch entsprechende Einstellung von C_2 erreicht werden kann. Das Minimum entspricht

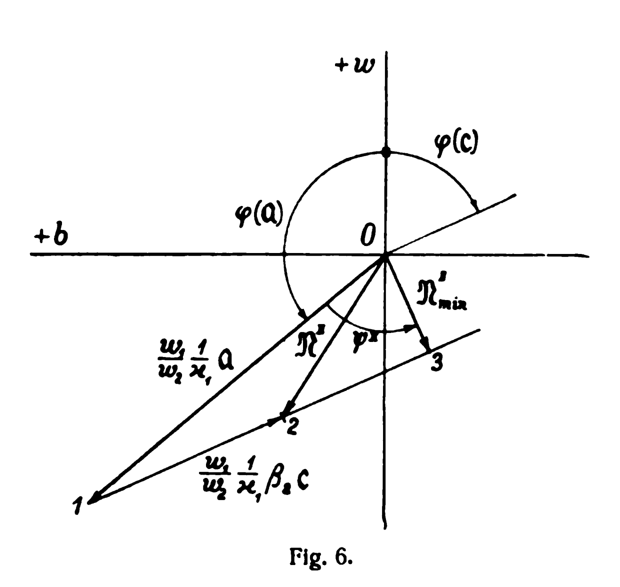


Fig. 6.

wieder dem kürzesten Abstand $\overrightarrow{03}$ der Verbindungsgeraden 12 vom Ursprung 0 (s. Fig. 6):

$$\mathfrak{N}^{II}_{min} = \overrightarrow{03} = \frac{w_1}{w_2}\frac{1}{\varkappa_1}\,\mathfrak{a}\cos\psi^{II}\,(\overset{\frown}{\psi^{II}});$$
$$\text{Argument:}\ \varphi\,(\mathfrak{N}^{II}_{min}) = (\mathfrak{a}) + \psi^{II},$$
$$\text{Betrag:}\ N^{II}_{min} = \frac{w_1}{w_2}\frac{1}{\varkappa_1}\,a\cos\psi^{II}. \tag{29}$$

Nach Fig. 6 ist

$$\psi^{II} = 270° - \varphi\,(\mathfrak{a}) + \varphi\,(\mathfrak{c}). \tag{30}$$

Für die spätere Konstruktion werden wir die Cotangente des Winkels ψ^{II} benötigen, für die sich unter Benützung der Ausdrücke für $\operatorname{tg}\varphi\,(\mathfrak{a})$ (aus 10) und $\operatorname{tg}\varphi\,(\mathfrak{c})$ (aus 28) die folgende Gleichung ergibt:

$$\operatorname{cotg}\psi^{II} = \frac{A_{i_1}+\alpha_1+\alpha_2+(A_{i_1}+\alpha_1)^2\,\alpha_2 - (A_{i_1}+\alpha_1)\,\sigma}{(A_{i_1}+\alpha_1)^2+\sigma} = \frac{A'_{i_1} - (A_{i_1}+\alpha_1)\,\sigma}{(A_{i_1}+\alpha_1)^2+\sigma}, \tag{31}$$

wobei

$$A'_{i_1} = A_{i_1} + \alpha_1 + \alpha_2 + (A_{i_1}+\alpha_1)^2\,\alpha_2.$$

Der Kehrwert von $\mathfrak{N}^{II}_{min}$ bestimmt das Maximum des Spannungsverhältnisses $\mathfrak{V}^{II} = \frac{\mathfrak{E}_{g_2}}{\mathfrak{E}_{g_1}/D_1}$ bei sekundärer Abstimmung:

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{V}^{II}_{max} &= \frac{w_2}{w_1}\varkappa_1 \frac{1}{a\cos\psi^{II}} \overset{\curvearrowleft}{(-\psi^{II})}; \\ \text{Argument:}\quad \varphi(\mathfrak{V}^{II}_{max}) &= -\varphi(a) - \psi^{II}, \\ \text{Betrag:}\quad V^{II}_{max} &= \frac{w_2}{w_1}\varkappa_1 \frac{1}{a\cos\psi^{II}}. \end{aligned}\right\} \quad (32)$$

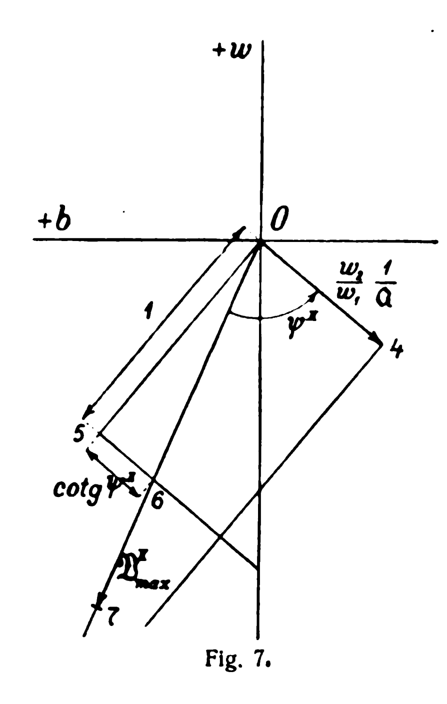


Fig. 7.

In Fig. 7 ist die Konstruktion des maximalen Spannungsverhältnisses $\mathfrak{V}^{II}_{max}$ für einen gegebenen Kopplungsgrad dargestellt. Man geht dabei zweckmäßig so vor, daß man zunächst den Vektor

$$\left.\begin{aligned} \overrightarrow{04} &= \frac{w_2}{w_1}\frac{1}{a} \\ \text{Argument:}\quad \varphi(\overrightarrow{04}) &= -\varphi(a) = \operatorname{arc\,tg}\frac{-(A_{i_1}+\alpha_1)}{-1}, \\ \text{Betrag:}\quad \overline{04} &= \frac{w_2}{w_1}\frac{1}{a} = \frac{w_2}{w_1}\frac{\cos\varphi(a)}{-1} \end{aligned}\right\} \quad (33)$$

einträgt. Im Abstand $\overline{05} = 1$ zieht man dann eine Parallele zu $\overrightarrow{04}$, auf der der Betrag

$$\overline{56} = \operatorname{cotg}\psi^{II} \quad (\text{s. } 31) \qquad (34)$$

aufgetragen wird. Die Richtung $\overrightarrow{06}$ bestimmt bereits die Richtung von $\mathfrak{V}^{II}_{max}$. Wenn wir daher auf dieser Richtung die Strecke

$$\overline{07} = \frac{w_2}{w_1}\varkappa_1 \frac{1}{a\cos\psi^{II}} \qquad (35)$$

auftragen, so stellt der Vektor $\overrightarrow{07} = \mathfrak{V}^{II}_{max}$ das maximale Spannungsverhältnis für den betreffenden Kopplungsgrad dar.

Wir wollen uns nun vorstellen, daß die Kopplung zwischen den beiden Spulen geändert wird, wobei aber gleichzeitig der Kondensator C_2 so nachgestellt werden soll, daß das Spannungsverhältnis für den jeweiligen Kopplungsgrad ein Maximum wird. Von Interesse ist nun die Bestimmung desjenigen Kopplungsgrads, bei dem das Spannungsverhältnis $\mathfrak{V}^{II}_{max}$ den optimalen Wert $\mathfrak{V}^{II}_{opt}$ erreicht. Zu diesem Zweck ist die oben geschilderte Konstruktion des maximalen Spannungsverhältnisses $\mathfrak{V}^{II}_{max}$ für verschiedene Kopplungsgrade durchzuführen, wobei zu beachten ist, daß sich sowohl der Winkel $\psi^{II} = \sphericalangle(6, 0, 4)$ als auch der Faktor $\varkappa_1$ mit der Kopplung ändern. Der geometrische Ort der Endpunkte der Vektoren $\mathfrak{V}^{II}_{max}$ für veränderliche Kopplung ergibt ein sehr anschauliches Ortsdiagramm, aus dem der gesuchte optimale Wert $\mathfrak{V}^{II}_{opt}$ des Spannungsverhältnisses entnommen werden kann. Diese Konstruktion soll nun an einem Zahlenbeispiel praktisch durchgeführt werden.

Beispiel für die induktive Kopplung mit sekundärer Abstimmung.

Der in Betracht zu ziehende innere Röhrenwiderstand sei

$$R_{i_1} = 5500\,\Omega.$$

Die Kopplung soll durch zwei Spulen mit je 400 Windungen $\left(w_1 = w_2, \frac{w_1}{w_2} = 1\right)$ bewirkt werden, für die folgende Konstanten gelten:

$$r_1 = r_2 = 9\,\Omega,[5]$$
$$L_1 = L_2 = 8.75\,.\,10^{-3}\,H.$$

Eine derartige Anordnung käme z. B. für Zwischenfrequenz-Transformatoren in Frage. Wenn wir annehmen, daß diese auf eine Zwischenfrequenzwelle $\lambda_{ZW} = 3600$ m abgestimmt werden sollen, so ist die zugehörige Frequenz

$$f_{ZW} = \frac{300}{\lambda_{ZW}}\,10^6 = 83.3\,.\,10^3;$$

für diese Frequenz ist

$$\omega L_1 = \omega L_2 = 4580\,\Omega,$$
$$A_{i_1} = \frac{R_{i_1}}{\omega L_1} = 1.2,$$
$$\alpha_1 = \frac{r_1}{\omega L_1} = 0.002, \quad \alpha_2 = \frac{r_2}{\omega L_2} = 0.002.$$

Wenn die Kopplung durch gleiche Spulen bewirkt wird, so ist der primäre und sekundäre Kopplungsfaktor gleich:

$$\varkappa_1 = \varkappa_2 = \frac{M}{L_1};$$

der totale Streukoeffizient ist daher

$$\sigma = 1 - \varkappa_1\varkappa_2 = 1 - \varkappa_1^2.$$

In Fig. 8 ist die früher beschriebene Konstruktion des maximalen Spannungsverhältnisses $\mathfrak{V}^{II}_{max}$ für veränderliche

[5]) Die für die Wirkwiderstände der Spulen angenommenen Werte sind sehr klein. In praktischen Fällen können die tatsächlich in Betracht zu ziehenden Wirkwiderstände bei der Abstimmfrequenz ein Mehrfaches der angenommenen Werte betragen.



Kopplung durchgeführt. Dabei ist zunächst der Vektor $\overrightarrow{04} = \frac{1}{a}$ mit dem Argument

$$-\varphi(a) = \text{arc tg} \frac{-(A_{i_1} + \alpha_1)}{-1} = \text{arc tg} \frac{-1.202}{-1}$$

und dem Betrag

$$\frac{1}{a} = \frac{\cos \varphi(a)}{-1} = 0.64$$

einzutragen. Um die Richtungen der Vektoren $\mathfrak{V}^{II}_{max}$ zu bestimmen, sind parallel zum Vektor $\overrightarrow{04}$ im Abstand $\overline{05} = 1$ die Werte von cotg ψ^{II} (s. d. spätere Tabelle) für die ein-

wobei

$$A'_{i_1} = A_{i_1} + \alpha_1 + \alpha_2 + (A_{i_1} + \alpha_1)^2 \alpha_2.$$

In unserem Fall ist $A'_{i_1} = 1.2069$ und daher

$$\text{cotg}\, \psi^{II} = \frac{1.2069 - 1.202\,\sigma}{1.445 + \sigma}.$$

In der folgenden Tabelle sind die für die Konstruktion benötigten Werte von cotg ψ^{II}, cos ψ^{II} und der Beträge V^{II}_{max} des maximalen Spannungsverhältnisses für verschiedene Kopplungsgrade ausgerechnet. Bei der Ermittlung der Werte von cos ψ^{II} geht man zweckmäßig so vor, daß man zu den mit dem Rechenschieber bestimmten Werten von cotg ψ^{II} direkt die zugehörigen Werte von cos ψ^{II} aus

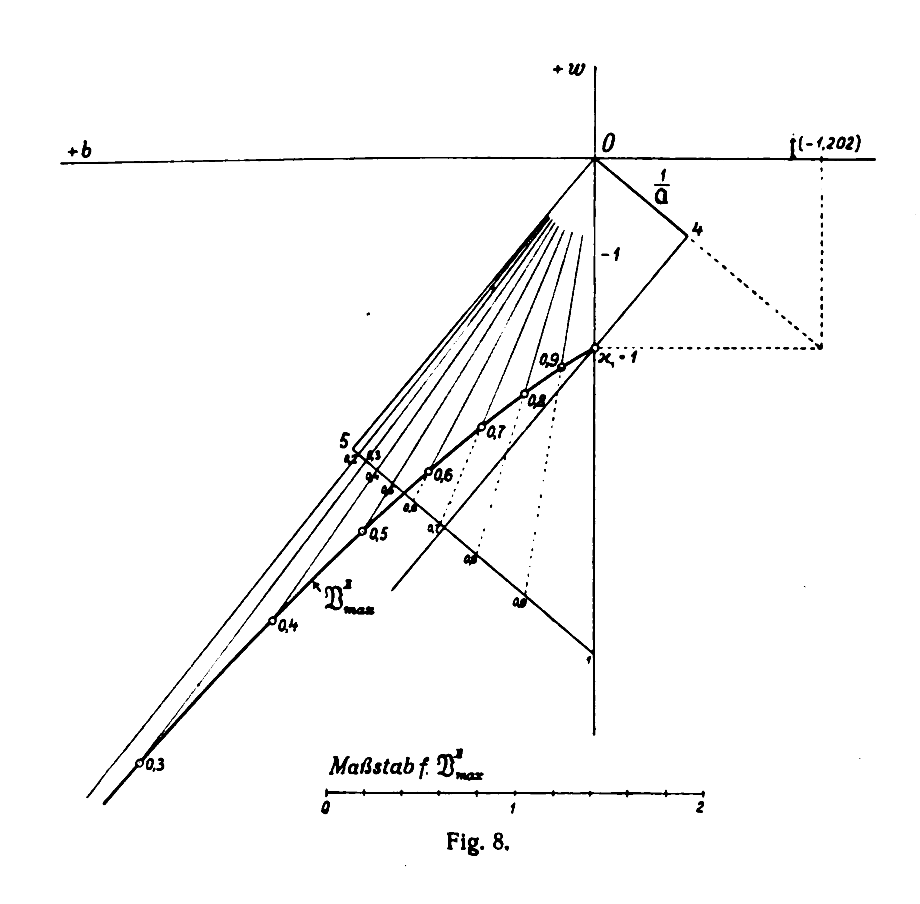


Fig. 8.

zelnen Kopplungsgrade (in Fig. 8 wurden für den Kopplungsfaktor $\varkappa_1$ die Werte 1, 0.9, 0.8 usw. gewählt) aufzutragen. Die Verbindungsstrahlen der so erhaltenen Punkte mit dem Ursprung 0 bestimmen die gesuchten Richtungen; auf diesen sind schließlich von 0 aus die Beträge

$$V^{II}_{max} = \varkappa_1 \frac{1}{a \cos \psi^{II}} = \varkappa_1 \frac{0.64}{\text{cotg}\, \psi^{II}}$$

aufzutragen, um die Vektoren $\mathfrak{V}^{II}_{max}$ zu erhalten. Die Verbindungslinie der Endpunkte dieser Vektoren ergibt das Ortsdiagramm für das Spannungsverhältnis $\mathfrak{V}^{II}_{max}$ bei veränderlicher Kopplung.

Nach (31) ist

$$\text{cotg}\, \psi^{II} = \frac{A'_{i_1} - (A_{i_1} + \alpha_1)\,\sigma}{(A_{i_1} + \alpha_1)^2 + \sigma},$$

Tafeln der natürlichen goniometrischen Funktionen entnimmt.

$\varkappa_1$	$\sigma = 1 - \varkappa_1^2$	$A'_{i_1} - (A_{i_1} + \alpha_1)\,\sigma$	$(A_{i_1} + \alpha_1)^2 + \sigma$	cotg ψ^{II}	cos ψ^{II}	V^{II}_{max}
1	0	1.2069	1.445	0.836	0.641	1
0.9	0.19	0.9785	1.635	0.598	0.513	1.12
0.8	0.36	0.7742	1.805	0.429	0.394	1.3
0.7	0.51	0.5939	1.955	0.304	0.291	1.54
0.6	0.64	0.4376	2.085	0.210	0.205	1.87
0.5	0.75	0.3054	2.195	0.139	0.138	2.32
0.4	0 84	0.1972	2.285	0.086	0.086	2.98
0.3	0.91	0.1131	2.355	0.048	0.048	4
0.2	0.96	0.0530	2.405	0.022	0.022	5.81
0.1	0.99	0.0169	2.435	0.007	0.007	9.2
0	1	0.0049	2.445	0.002	0.002	0

Aus der vorstehenden Tabelle ist zu ersehen, daß der optimale Wert $\mathfrak{V}^{II}_{opt}$ des Spannungsverhältnisses $\mathfrak{V}^{II}_{max}$ bei



sehr loser Kopplung auftritt. Da hierbei der Winkel ψ^{II} nahezu 90° wird, können wir in dem Ausdruck für V^{II}_{max} (s. 32) $\cos\psi^{II}$ durch $\operatorname{cotg}\psi^{II}$ ersetzen. Für lose Kopplung ist daher allgemein

$$V^{II}_{max} \doteq \frac{w_2}{w_1}\varkappa_1 \frac{1}{a \operatorname{cotg}\psi^{II}} = \frac{w_2}{w_1}\varkappa_1 \frac{(A_{i_1}+\alpha_1)^2+\sigma}{a\,[A'_{i_1}-(A_{i_1}+\alpha_1)\,\sigma]}.$$

Wenn wir in dem vorstehenden Ausdruck

$$\frac{w_2}{w_1}\varkappa_1 = \frac{M}{L_1},\ \sigma = 1 - \frac{M^2}{L_1 L_2} \text{ und } 1 + (A_{i_1}+\alpha_1)^2 = a^2 \text{ (nach 10)}$$

setzen und beachten, daß bei loser Kopplung

$$\frac{M^3}{L_1^2 L_2} \text{ gegen } \frac{M}{L_1} a^2$$

vernachlässigt werden kann, so wird

$$V^{II}_{max} \doteq \frac{\frac{M}{L_1} a}{\alpha_2 a^2 + \frac{M^2}{L_1 L_2}(A_{i_1}+\alpha_1)}. \qquad (36)$$

Dieser Ausdruck wird ein Optimum für

$$\varkappa_{1\,(opt)} = \frac{M_{(opt)}}{L_1} = a\sqrt{\frac{L_2}{L_1}\frac{\alpha_2}{A_{i_1}+\alpha_1}}; \qquad (37)$$

der entsprechende optimale Betrag des Spannungsverhältnisses ist

$$V^{II}_{opt} \doteq \frac{1}{2}\sqrt{\frac{L_2}{L_1}}\frac{1}{\sqrt{(A_{i_1}+\alpha_1)\,\alpha_2}} = \frac{1}{2}\frac{\omega L_2}{\sqrt{(R_{i_1}+r_1)\,r_2}}. \qquad (38)$$

Aus dem vorstehenden Ausdruck ist zu ersehen, daß die Verhältnisse $A_{i_1} = \frac{R_{i_1}}{\omega L_1}$ und $\alpha_2 = \frac{r_2}{\omega L_2}$ einen sehr wesentlichen Einfluß auf den optimalen Betrag besitzen.

In unserem Beispiel ($A_{i_1} = 1.2$, $\alpha_1 = \alpha_2 = 0.002$) ergeben sich für $\varkappa_{1(opt)}$ und V^{II}_{opt} die folgenden Zahlenwerte:

$$\varkappa_{1(opt)} \doteq 0.064,\ V^{II}_{opt} \doteq 10.2.$$

Für $A_{i_1} = 1{\cdot}2$ und $\alpha_1 = \alpha_2 = 0{\cdot}02$ (siehe Fußnote 5) wäre

$$\varkappa_{1(opt)} \doteq 0.2,\ V^{II}_{opt} \doteq 3.2.$$

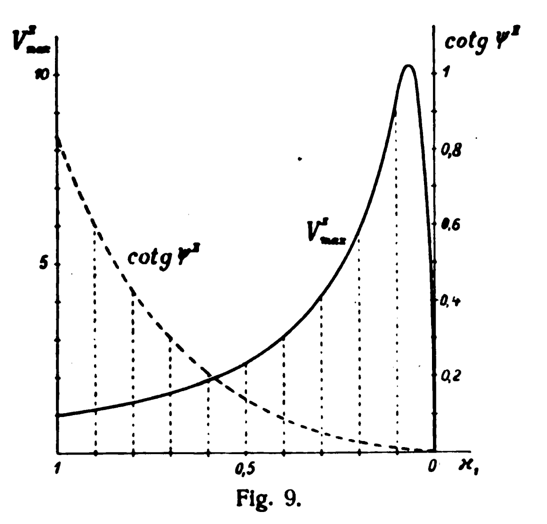


Fig. 9.

Durch die sekundäre Abstimmung kann demnach der Betrag E_{g_2} der sekundären Gitterspannung bei entsprechender Einstellung der Kopplung auf ein mehrfaches des Spannungsbetrags E_{g_1}/D_1 gebracht werden, während bei der primären Abstimmung (s. 18) das Verhältnis $E_{g_2}:E_{g_1}/D_1$ bei gleichen Spulen und ideal fester Kopplung den Grenzbetrag 1 erreicht. In dieser Hinsicht ist also die sekundäre Abstimmung der primären Abstimmung überlegen.

In Fig. 9 sind noch die Werte von V^{II}_{max} und $\operatorname{cotg}\psi^{I}$ (welche Größe, wie später gezeigt wird, die Abstimmschärfe bestimmt) in Abhängigkeit vom Kopplungsfaktor $\varkappa_1$ aufgetragen.

Einfluß der Kopplung auf die Abstimmschärfe.

Bevor wir auf die Untersuchung des Einflusses der Kopplung auf die Abstimmschärfe eingehen, wollen wir zunächst den Wert der Kapazität $C_2 = C_2^*$ ermitteln, für die das Spannungsverhältnis $\frac{\mathfrak{E}_{g_2}}{\mathfrak{E}_{g_1}/D_1}$ zu einem Maximum wird. Zu diesem Zweck betrachten wir das rechtwinklige Dreieck 013 in Fig. 6, das der Einstellung von C_2 auf den Wert C_2^* entspricht. In diesem Dreieck ist die Kathete

$$\overline{13} = \overline{01}\sin\psi^{II}$$

oder

$$\frac{w_1}{w_2}\frac{1}{\varkappa_1}\beta_2^*\,c = \frac{w_1}{w_2}\frac{1}{\varkappa_1}a\sin\psi^{II};$$

aus dieser Gleichung folgt:

$$\left.\begin{aligned} \beta_2^* &= C_2^*\,\omega L_2 = \frac{a}{c}\sin\psi^{II}, \\ C_2^* &= \frac{1}{\omega L_2}\frac{a}{c}\sin\psi^{II}. \end{aligned}\right\} \quad (39)$$

Da c und $\sin\psi^{II}$ von der Kopplung abhängig sind, ändert sich auch C_2^* mit dieser. Für unser Beispiel ergibt die Ausrechnung, daß C_2^* für ideal feste Kopplung ($\varkappa = 1$) nahezu den Wert $\frac{1}{\omega L_2}$ annimmt. Mit loser werdender Kopplung steigt C_2^* zunächst um etwa 15% an und nimmt dann wieder ab, um dem Grenzwert $\frac{1}{\omega L_2}$ für die Kopplung Null zuzustreben.

Wir können die Veränderung von C_2^* auch in der Weise zum Ausdruck bringen, daß wir die Resonanzbedingung

$$\omega^2 L'_2 C_2^* = 1 \qquad (40)$$

einführen, wobei L'_2 einen Induktionswert darstellt, der bei ideal fester Kopplung nahezu den Betrag L_2 annimmt. Mit loser werdender Kopplung nimmt L'_2 in unserem Beispiel zunächst um etwa 13% ab und nimmt dann wieder zu, um dem Grenzwert L_2 für die Kopplung Null zuzustreben.

Die Schärfe der Abstimmung wird umso größer, je größer die Aenderung von $\mathfrak{N}^{II}_{min}$ ist, die bei einer Störung der Resonanzbedingung $\omega^2 L'_2 C_2^* = 1$ auftritt. Wir haben dabei wieder zwei Fälle zu unterscheiden, da eine Störung der Resonanzbedingung bei gegebener Kopplung durch Aenderung von C_2^* oder durch Aenderung der Frequenz f herbeigeführt werden kann.

1. Störung der Resonanzbedingung durch Aenderung von C_2^*.

Eine analoge Ueberlegung wie im I. Abschnitt ergibt, daß die Größe

$$\operatorname{tg}\rho_{(\triangle C_2^*)} = \frac{1}{\operatorname{cotg}\psi^{II}}\left(\frac{\triangle C_2^*}{C_2^*}\right) \qquad (41)$$

ein Maß für die Abstimmschärfe darstellt.

2. Störung der Resonanzbedingung durch Aenderung der Frequenz f.

In diesem Fall wird die Abstimmschärfe mit großer Annäherung durch den Ausdruck

$$\operatorname{tg} \rho_{(\triangle f)} = \frac{2}{\operatorname{cotg} \psi^{II}} \left(\frac{\triangle f}{f} \right) \qquad (42)$$

bestimmt.

Aus der Tabelle auf S. 50 für unser Zahlenbeispiel ist zu ersehen, daß $\operatorname{cotg} \psi^{II}$ mit loser werdender Kopplung rasch abnimmt, so daß nach (41) und (42) $\operatorname{tg} \rho_{(\triangle C_2)}$ bzw. $\operatorname{tg} \rho_{(\triangle f)}$ stark ansteigen. Es kann daher bei der sekundären Abstimmung durch losere Kopplung außer der Vergrößerung der sekundären Gitterspannung $\mathfrak{E}_{g_2}$ auch eine bedeutende Erhöhung der Abstimmschärfe für diese erzielt werden.

Inwieweit bei der sekundären Abstimmung die Vergrößerung der Abstimmschärfe, die im Gefolge der Spannungserhöhung auftritt, praktisch ausgenützt werden kann, hängt allerdings von verschiedenen Umständen ab. Bei Telegraphieempfang können größere Abstimmschärfen zugelassen werden, während bei Telephonieempfang auf die Seitenbänder Rücksicht genommen werden muß. Eine besondere Sorgfalt erfordert dabei der Entwurf von mehrstufigen Anordnungen. Es ist auch zu beachten, daß mit der Abstimmschärfe die Einstellschwierigkeiten und die Gefahr der Störung der Abstimmung durch äußere Einflüsse wachsen.

Wenn bei Telephonieempfang mit Rücksicht auf die Seitenbänder die Forderung gestellt wird, daß das Verstärkungsverhältnis von dem Betrag V^{II}_{max} bei f Perioden höchstens auf den Betrag $p V^{II}_{max} (p < 1)$ bei $f \pm 10^4$ Perioden sinkt, so darf die Tangente des Winkels ϱ, den der Vektor $\mathfrak{N}^{II}$ bei $f + 10^4$ Perioden mit dem Vektor $\mathfrak{N}^{II}_{min}$ einschließt, höchstens den Wert

$$\operatorname{tg} \varrho = \sqrt{\left(\frac{1}{p}\right)^2 - 1}$$

erreichen. Andererseits ergibt sich, daß der der Frequenz $f + 10^4$ Perioden entsprechende Vektor $\mathfrak{N}^{II}$ mit dem Vektor $\mathfrak{N}^{II}_{min}$ einen Winkel einschließt, dessen Tangente für eine bestimmte Kopplung angenähert durch den Ausdruck

$$\operatorname{tg} \varrho' = \frac{1 - \left(\frac{f}{f + 10^4}\right)^2}{\operatorname{cotg} \psi}$$

gegeben ist. Damit $\operatorname{tg} \varrho' \leq \operatorname{tg} \varrho$, muß die Bedingung

$$\operatorname{cotg} \psi \geq \frac{1 - \left(\frac{f}{f + 10^4}\right)^2}{\sqrt{\left(\frac{1}{p}\right)^2 - 1}} \qquad (43)$$

erfüllt sein. Durch $\operatorname{cotg} \psi^{II}$ ist der zulässige Kopplungsgrad und damit auch der Betrag V^{II}_{max} des Spannungsverhältnisses festgelegt.

Zusammenfassung.

In der vorstehenden Arbeit wird die Wirkung der induktiven Kopplung mit primärer und sekundärer Abstimmung bei der Verbindung zweier Radioröhren näher untersucht. Von besonderem Interesse ist dabei der Betrag und die Abstimmschärfe der durch die Kopplung an der zweiten Röhre zu erzielenden Gitterspannung. Es zeigt sich, daß der innere Widerstand der ersten Röhre einen sehr bedeutenden Einfluß auf die Wirkung der Kopplung besitzt.

Besondere Vorteile bietet die induktive Kopplung mit sekundärer Abstimmung, da bei dieser (wie bekannt) durch losere Kopplung der Betrag und die Abstimmschärfe der sekundären Gitterspannung bedeutend erhöht werden können. Der Einfluß des Kopplungsgrads auf die Größe der sekundären Gitterspannung wird durch ein Ortsdiagramm dargestellt. Für einen bestimmten Kopplungsgrad erreicht der Betrag der sekundären Gitterspannung einen optimalen Wert. Zum Schluß wird noch untersucht, inwieweit die durch losere Kopplung zu erzielende Erhöhung der Abstimmschärfe praktisch ausgenützt werden kann. Die beschriebenen Untersuchungen sollen einige Anhaltspunkte für den Entwurf von induktiven Kopplungen im Anschluß an Radioröhren bei Hoch- und Zwischenfrequenz-Verstärkern geben.

(Eingegangen am 11. April 1927.)

Über den Formierungsprozeß in Oxydkathodenröhren.

Von Friedrich Detels, Hamburg.

(Schluß)[1].

5. Bestimmung der Austrittsarbeit Φ und der Emissionsfähigkeit A.

Nachdem somit die Temperaturbestimmung klargelegt ist, kann endgültig die Bestimmung der Austrittsarbeit Φ und der Emissionsfähigkeit A in Angriff genommen werden.

Die Formel von Davisson lautete: $J_s = A T^2 e^{-\frac{\varepsilon \Phi}{K T}}$
worin bedeutet: J_s den Sättigungsstrom,

T die absolute Temperatur

$\frac{\varepsilon}{K} = \frac{1}{8{,}6 \cdot 10^{-5}}$ $\frac{\text{Grad C}}{\text{Volt}}$

Durch Logarithmieren erhalten wir

$$y = ln\, J_s - ln\, T^2 = - \frac{\varepsilon \Phi}{K} \cdot \frac{1}{T} + ln\, A$$

d. h. tragen wir $ln\, J_s - ln\, T^2 = y$ als Ordinate, $\frac{1}{T}$ als Abszisse auf, so bekommen wir eine gerade Linie, deren Steilheit $= - \frac{\varepsilon \Phi}{K}$ ist, und die das Stück $ln\, A$ auf der y-Achse abschneidet.

Aus der Steilheit ergibt sich ohne weiteres die Austrittsarbeit Φ, die man in die Gleichung einsetzen kann, um A zu kontrollieren. Das A, das man erhält, gilt für die Fadenoberfläche und wird umgerechnet für 1 cm² Oberfläche.

Die Schaltung bleibt dieselbe wie in Fig. 7.

[1]) I. Teil ds. Jahrbuch **30**, S. 10, 1927, Heft 1.

Zur Kontrolle der Apparatur und der Methode wurde die Bestimmung dieser beiden Größen zunächst am Wolframfaden vorgenommen, wo die Werte der Amerikaner[5]) bekannt sind. Es müssen also Sättigungsströme J_s verschiedener Größe gemessen werden, von denen jeder eine zugehörige Temperatur hat, die aus der Heizung des Fadens bestimmt wird. Damit ist $y = ln\, J_s - ln\, T^2$ und $\frac{1}{T}$ bekannt, so daß die Gerade aufgetragen werden kann. Zunächst wird untersucht, ob der Faden exakte Sättigung zeigt oder ob die autoelektronische Entladung, die bei Spitzen bzw. kleinen Zacken einen größeren Effekt zeigt als an glatten Oberflächen, einen höheren Wert vortäuscht[6]). Es wurden zwei Charakteristiken der Röhre bei zwei verschiedenen Temperaturen aufgenommen und es ergab sich, daß ein fester Sättigungsstrom erreicht wurde. Der Effekt der autoelektronischen Entladung bei Wolfram bei Werten der Anodenspannung von 100—150 Volt ist also unwesentlich für diese Versuche. Es werden jetzt verschiedene Sättigungsströme und die zugehörige Heizung des Fadens gemessen. Dabei ist zu beachten, daß der Faden innerhalb der Anode möglichst gleichmäßig glüht, d. h. man darf nicht zu kleine Sättigungsströme aufnehmen. Bei kleinen Sättigungsströmen glüht nämlich nur ein kleines Mittelstück des Fadens, die Enden sind kalt und emittieren nicht. Der zu der Temperatur der Mitte des Fadens gemessene Sättigungsstrom ist also zu klein aufgenommen; d. h. die Punkte der kleinen J_s Werte liegen zu tief, die Steilheit der Geraden wird größer und ebenfalls damit die Austrittsarbeit. Die Sättigungsströme sind also bei verhältnismäßig hoher Heizung zu nehmen. Aus den Heizdaten wird der spezifische Widerstand ϱ berechnet und aus der Kurve Fig. 4 von Langmuir die Werte für T ermittelt. Dann wird die Korrektur von 12% angebracht und mit diesen Werten die Grade aufgetragen. Die nebenstehende Tabelle zeigt die Berechnung und Fig. 8 die Grade.

J_s Amp.	Heizung	Widerstand	ϱ in Ω*)	T	T_K
$3{,}9 \cdot 10^{-4}$	0,485 A 2,810 V	5,8 Ω	0,631	2100	2390
$6{,}3 \cdot 10^{-4}$	0,496 A 2,935 V	5,91 Ω	0,645	2130	2420
$1{,}02 \cdot 10^{-3}$	0,509 A 3,075 V	6,05 Ω	0,660	2170	2470
$1{,}5 \cdot 10^{-3}$	0,520 A 3,195 V	6,14 Ω	0,670	2200	2500
$2{,}31 \cdot 10^{-3}$	0,531 A 3,345 V	6,29 Ω	0,684	2230	2540
$3 \cdot 10^{-3}$	0,541 A 3,430 V	6,33 Ω	0,690	2250	2560
$4{,}05 \cdot 10^{-3}$	0,550 A 3,550 V	6,46 Ω	0,704	2280	2600

Fortsetzung der Tabelle:

T_K	$\frac{1}{T_K}$	$\log T_K$	$\log T_K^2$	$\log J_s$	$\log J_s - \log T_K^2$
2390	0,000420	3,378	6,756	$-4+0{,}59$	$-10{,}16$
2420	0,000414	3,384	6,77	$-4+0{,}80$	$-9{,}97$
2470	0,000406	3,39	6,78	$-3+0{,}01$	$-9{,}77$
2500	0,000400	3,398	6,796	$-3+0{,}176$	$-9{,}62$
2540	0,000394	3,405	6,81	$-3+0{,}36$	$-9{,}45$
2560	0,000390	3,408	6,816	$-3+0{,}48$	$-9{,}34$
2600	0,000385	3,415	6,83	$-3+0{,}61$	$-9{,}22$

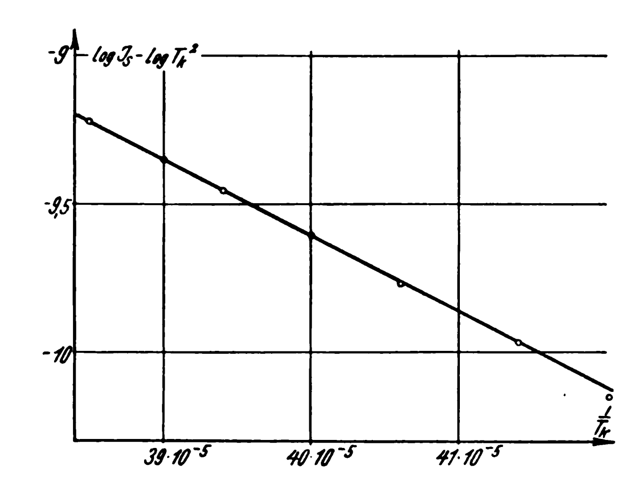


Fig. 8.
Gerade zur Bestimmung der Austrittsarbeit des Wo.

Aus der Steilheit ergibt sich $\Phi = 5{,}05$ Volt[7])

$$\text{und } A = 238 \frac{\text{Amp.}}{\text{cm}^2\, {}^\circ C^2}$$

Nun gibt Langmuir an $\Phi = 4{,}52$ Volt

$$\text{und } A = 2{,}36 \cdot 10^7 \frac{\text{Amp.}}{\text{cm}^2\, {}^\circ C^2}$$

dahingegen Germer[8]): $\Phi = 4{,}9$ Volt.

Der hier gemessene Wert ist etwas zu groß, da die Sättigungsströme für die niedrigen Temperaturen etwas zu klein sind, weil nicht die ganze Fadenlänge emittiert. Immerhin stimmt er mit dem Wert von Germer bis auf 3%.

Der gewaltige Unterschied in den Angaben für A erklärt sich einfach daraus, daß Langmuir nach der Richardsonformel gemessen hat.

$$J_s = A \sqrt{T}\, e^{-\frac{e\Phi}{KT}}$$

Dadurch wird A rd. 10^5 mal so groß. Auf Φ hat das Arbeiten mit dieser Formel nur einen ganz geringen Einfluß, Φ wird etwas größer.

[5]) Germer, Phys. Rev. 25. S. 795. 1925.
Dushman, Phys. Rev. 21. S. 623. 1923.
Davisson und Germer, Phys. Rev. 20. S. 300. 1922.
Dushman, Rowe, Ewald, Kidner, Phys. Rev. 25. S. 338. 1925. Phys. Rev. 21. S. 207.

[6]) Schottky, Jahrbuch für Elektronik 1915.

*) ϱ in Ω pro meter Länge und mm² Querschnitt.

[7]) Beachte den Faktor 2,3 wegen der natürl. Logarithmen.

[8]) Germer, Phys. Rev. 25. S. 795. 1925.
Davisson und Germer, Phys. Rev. 20. S. 300. 1922.

Nachdem somit die Apparatur geprüft ist, soll die Veränderung der Austrittsarbeit Φ und der Emissionsfähigkeit A durch den Formierungsprozeß an Oxydkathodenröhren untersucht werden. Es müssen also wieder verschiedene J_s-Werte und zugehörige Temperaturen gemessen werden, damit die Geraden aufgetragen werden können. Zunächst ist also festzustellen, ob ein fester Sättigungsstrom erreicht wird, oder ob hier wegen der Unregelmäßigkeit der Oxydoberfläche der autoelektronische Effekt eine in Rechnung zu stellende Wirkung hervorruft. Mißt man an abgezogenen Oxydkathodenröhren Sättigungsströme verschiedener Größe, so zeigt sich ein erhebliches Anwachsen des Stromes mit wachsender positiver Anodenspannung. Dieses Anwachsen des Sättigungsstromes ist indessen zur Hauptsache auf geringe Spuren von Gas zurückzuführen, da man feste Sättigungswerte erhält, wenn die Röhre noch an der Pumpe sitzt. Also auch bei Oxydkathodenröhren spielt der autoelektronische Effekt bei Anodenspannungen bis 150 Volt keine wesentliche Rolle. Es wird nun zunächst ein blanker Platinfaden, der mit Oxyd bestrichen ist, am Pumpaggregat auf Hochvakuum gebracht. Nachdem durch halbstündiges Formieren die ersten Gasmengen abgepumpt sind und der Faden zum Emittieren angeregt ist, wird eine Gerade durch Bestimmung von J_s für verschiedene Temperaturen festgelegt. Nach zwei Stunden weiteren Formierens, während welcher der Faden durch hohe Heizung so zur Emission gebracht wird, daß die Anode durch Elektronenstoß zum Glühen kommt und das blauleuchtende Gas aus dem Glühdraht entweicht, wird wieder eine Gerade aufgenommen. (70—100 mA Anodenstrom und ca. 100 Volt Anodenspannung.) So wird der Versuch fortgesetzt; ca. alle 2 Stunden werden, mit Hilfe der Geraden, Φ und A gemessen. Die Geraden sind zum Teil in Abb. 9 eingetragen. Die nebenstehende Tabelle zeigt die experimentelle Aufnahme der Werte und die Berechnung einer Geraden.

J_s Amp	Heizung	W in Ω	ϱ in Ω	°C	T	T_K
$1{,}5\cdot10^{-3}$	0,367 A 0,442 V	1,205	0,511	830	1100	1280
$9\cdot10^{-4}$	0,352 A 0,414 V	1,175	0,500	780	1050	1220
$3\cdot10^{-4}$	0,317 A 0,361 V	1,14	0,485	730	1000	1160
$1{,}5\cdot10^{-4}$	0,296 A 0,328 V	1,11	0,471	670	940	1095
$6\cdot10^{-5}$	0,276 A 0,297 V	1,075	0,457	620	890	1035
$1{,}5\cdot10^{-5}$	0,251 A 0,260 V	1,035	0,440	550	820	955
$1{,}04\cdot10^{-5}$	0,241 A 0,247 V	1,025	0,435	540	810	942
$2{,}14\cdot10^{-6}$	0,220 A 0,217 V	0,989	0,420	480	750	872
$3{,}9\cdot10^{-5}$	0,266 A 0,282 V	1,06	0,450	590	860	1000
$9\cdot10^{-5}$	0,287 A 0,314 V	1,092	0,464	650	920	1070
$4{,}95\cdot10^{-4}$	0,347 A 0,403 V	1,16	0,494	760	1030	1200
$1{,}33\cdot10^{-3}$	0,388 A 0,467 V	1,205	0,511	830	1100	1280

Fortsetzung der Tabelle:

T_K	$\frac{1}{T_K}$	$\log T_K$	$\log T_K^2$	J_s	$\log J_s$	$\log J_s - \log T_K^2$
1280	0,000781	3,107	6,214	$1{,}5\cdot10^{-3}$	—3+0,176	— 9,038
1220	0,000820	3,086	6,172	$9\cdot10^{-4}$	—4+0,954	— 9,22
1160	0,000862	3,064	6,128	$3\cdot10^{-4}$	—4+0,477	— 9,65
1095	0,000915	3,039	6,078	$1{,}5\cdot10^{-4}$	—4+0,176	— 9,90
1035	0,000968	3,015	6,030	$6\cdot10^{-5}$	—5+0,778	—10,25
955	0,001050	2,98	5,96	$1{,}5\cdot10^{-5}$	—5+0,176	—10,78
942	0,001062	2,974	5,948	$1{,}04\cdot10^{-5}$	—5+0,02	—10,95
872	0,001150	2,94	5,88	$2{,}14\cdot10^{-6}$	—6+0,33	—11,55
1000	0,001000	3,0	6,0	$3{,}9\cdot10^{-5}$	—5+0,59	—10,41
1070	0,000937	3,0294	6,059	$9\cdot10^{-5}$	—5+0,954	—10,105
1200	0,000835	3,08	6,16	$4{,}95\cdot10^{-4}$	—4+0,70	— 9,46
1280	0,000781	3,107	6,214	$1{,}33\cdot10^{-3}$	—3+0,124	— 9,09

Es wurden im Ganzen 18 Tabellen dieser Art aufgenommen. Man erkennt, daß die Geraden anfangs recht steil verlaufen, was einer großen Austrittsarbeit entspricht. Im Verlaufe des Formierungsprozesses ändern sie allmählich ihre Richtung und zuletzt liegen sie flach, was eine kleine Austrittsarbeit bedeutet. Φ nimmt also durch den Formierungsprozeß ab; aus der Lage der Geraden ist aber auch ersichtlich, daß die Emissionsfähigkeit A von großen zu kleinen Werten übergeht[9]). Die Verbesserung des Oxydfadens, d. h. die Tatsache einer Emission bei niedriger Temperatur nach dem Formierungsprozeß liegt also nicht an einer Vergrößerung von A, sondern an der Verkleinerung der Austrittsarbeit. Es sei noch bemerkt, daß die Punkte

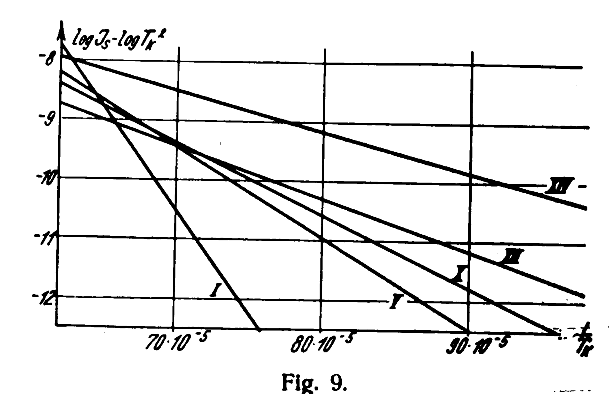


Fig. 9.
Geraden zur Bestimmung der Austrittsarbeit beim Oxydfaden.

einer solchen aufgenommenen Geraden etwas streuen. Das hat seinen Grund darin, daß, besonders zu Anfang, geringe Gasausbrüche störend wirken können, da man, um J_s zu messen, mit einigermaßen hohen positiven Anodenspannungen (150 Volt) arbeiten muß. Aus den 18 Geraden wurden die Austrittsarbeiten Φ und gleichzeitig die Emis-

---

[9]) Davisson und Germer, Phys. Rev. 21. S. 208. 1923.
L. R. Koller, Phys. Rev. 25. S. 246. 1925.
„ „ 25. S. 671. 1925.

sionsfähigkeiten A bestimmt. Die folgende Tabelle gibt die Werte an:

	Kurve	Zeit Stunden	Φ in Volt	A in $\frac{\text{Amp}}{\text{cm}^2}$	log A
	1		7	$3{,}8 \cdot 10^{15}$	15,58
	2	$^1/_2$	7	$6{,}12 \cdot 10^{15}$	15,79
	3	$1^1/_2$	7	$1{,}7 \cdot 10^{16}$	16,24
	4	1	3,95	$4{,}34 \cdot 10^6$	6,64
	5	$1^1/_2$	3,02	250	2,40
	6	$^3/_4$	2,7	28,5	1,45
(2 Tage) →	7	1	2,97	633	2,80
	8	1	2,80	128	2,11
	9	$1^1/_2$	2,72	35	1,54
	10	$1^1/_2$	2,44	3,14	0,5
	11	$1^1/_2$	1,98	0,0938	—1,03
	12	1	1,76	0,0095	—2,02
	13	2	1,33	0,0027	—2,57
	14	1	1,32	0,0027	—2,57
(1 Tag) →	15	2	2,9	222	+2,35
	16	2	4,0	$19 \cdot 10^5$	+6,28
	17	2	1,44	0,0038	—2,41
	18	2	1,36	0,00093	—3,02

In den Fig. 10 und 11 ist die Veränderung von Φ und A mit der Zeit des Formierens aufgetragen. Man erkennt in beiden

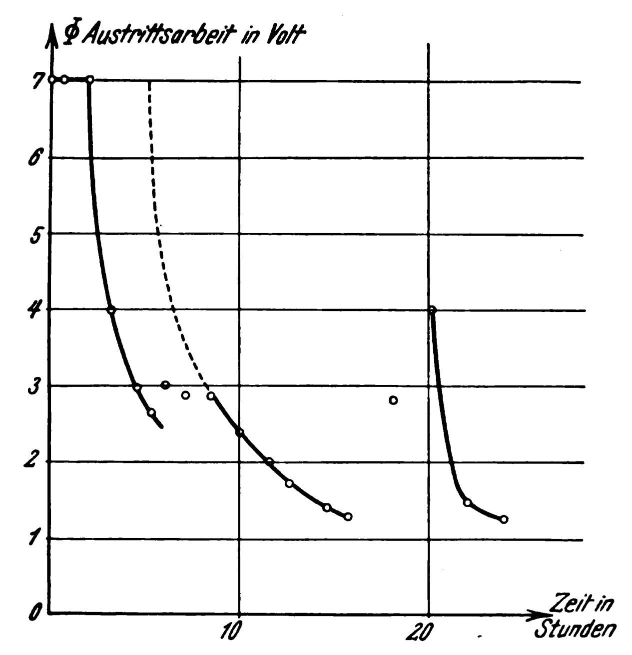


Fig. 10.
Änderung der Austrittsarbeit mit der Zeitdauer des Formierens.

Figuren zwei Unstetigkeitsstellen, die zusammen gehören. Auf dem Faden bildet sich durch das Formieren eine Schicht, die recht empfindlich ist gegen fremde Einflüsse. Läßt man nämlich den Faden einige Zeit (2 Tage) unbenutzt in der Vakuumapparatur stehen, so daß etwas Luft durch die nicht geheizten Quecksilberpumpen zurückströmt und die flüssige Luft der Quecksilberfalle verdampft, so daß Quecksilberdämpfe sich bilden können, so liegt bei der nächsten Messung die Gerade wieder steiler, d. h. die Austrittsarbeit ist wieder höher. Ebenso ist A wieder gestiegen. Diesem Umstand entsprechen die Unstetigkeitsstellen der Fig. 10 und 11. Sorgt man dafür, daß die flüssige Luft der Queck-

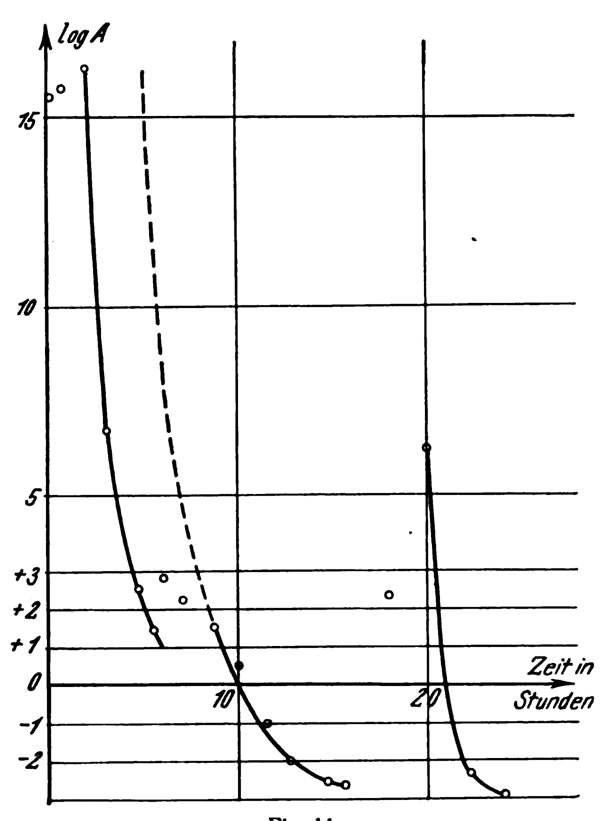


Fig. 11.
Änderung von log A mit der Zeitdauer des Formierens.

silberfalle nicht verdampft, so tritt das selbständige Anwachsen von Φ und A nicht in so starkem Maße ein, obgleich auch hier Luft zurückgeströmt ist. Der Faden wird

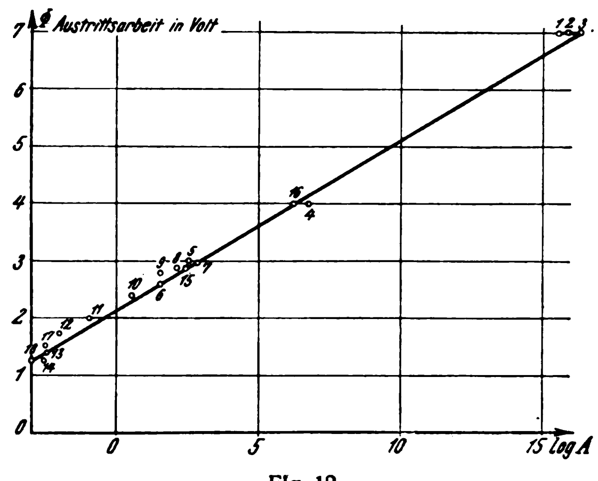


Fig. 12.
Austrittsarbeit und Emissionsfähigkeit.

also verdorben entweder durch Quecksilberdämpfe oder aber wahrscheinlich durch Feuchtigkeit, die in der Quecksilberfalle durch flüssige Luft festgehalten worden war. Der Faden ist offenbar nur oberflächlich erneut oxydiert, denn der Formierungsprozeß geht jetzt bedeutend schneller wie zu Anfang (vgl. die letzten Kurvenstücke der Fig. 10 und 11). Die gestrichelte Fortsetzung des mittleren Kurvenstückes in beiden Figuren soll den gesamten Verlauf des

Formierungsprozesses darstellen, wenn er nicht unterbrochen worden wäre. In Fig. 12 endlich ist die Austrittsarbeit als Ordinate und $\log A$ als Abszisse aufgetragen. Zwischen den Punkten 6 und 7 liegt die erste Unstetigkeitsstelle der Fig. 10 und 11. Diese Figur hier soll nur zeigen, daß die Belegung des Fadens nicht heruntergefallen, sondern neu oxydiert ist; denn wäre die Belegung wirklich verschwunden, so könnten die später aufgenommenen Punkte unmöglich in dieselbe Kurve der ersten Werte fallen. Auch nach der zweiten Unstetigkeitsstelle liegen die Punkte wieder auf derselben Kurve (Punkt 16 und weiter). Die Punkte sind in der Reihenfolge ihrer Aufnahme numeriert.

Obgleich man von festen Werten bei Φ und A nicht sprechen kann, weil sie sich im Laufe des Formierungsprozesses dauernd ändern, so kann man doch annehmen, daß A größer wird, wenn man die Fadenoberfläche vor dem Beschmieren mit Oxyd aufrauht. Sollte A größer werden, so müßte der Meßbereich in der Fig. 9 viel höher liegen, also y nicht von (-9 bis -12), sondern z. B. (-5 bis -7). Um diese Frage zu untersuchen, wurde ein Platindraht vernickelt und an der Luft geglüht, so daß sich ein grauer rauher Nickeloxydüberzug bildet, den man leicht mit einem Überzug von Oxyden der alkalischen Erdmetalle versehen kann. Dieser Faden wurde ebenfalls nach der vorigen Methode im Hochvakuum formiert. Einige Geraden sind in Fig. 13 aufgetragen. Es ergibt sich

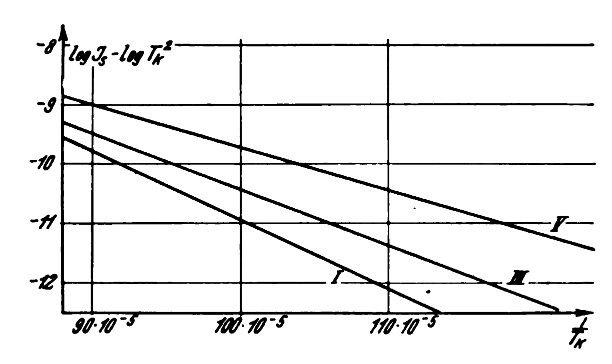


Fig. 13.
Austrittsarbeit beim aufgerauhten Oxydfaden.

wieder eine Drehung der Richtung, d. h. ein langsames Absinken der Austrittsarbeit Φ und ein rapides Fallen von A. Offenbar hat das Oxyd eine hohe Austrittsarbeit und dafür ein großes A. Durch den Formierungsprozeß wird das Oxyd reduziert; die entstehenden Metalle haben eine kleine Austrittsarbeit und auch ein kleines A. Es wird also kaum möglich sein, was für die Praxis von großer Bedeutung wäre, den Drehpunkt der Geraden oben festzuhalten, d. h. das anfänglich große A konstant zu halten und nur die Austrittsarbeit zu verkleinern[10]).

Die folgende Tabelle zeigt die ausgewerteten Resultate.

Kurve	Zeit in Stunden	Φ in Volt	A in $\frac{\text{Amp}}{\text{cm}^2}$	$\log A$
1				
2	$^1/_6$	2,37	27,5	1,44
3	$1^1/_2$	1,83	1,24	0,09
4	2	1,36	0,0373	$-1,43$
5	$2^1/_4$	1,36	0,0297	$-1,53$

Fig. 14 zeigt die Abnahme von Φ mit der Zeit und Fig. 15 die von A bzw. $\log A$ mit der Zeit.

[10]) Dushman, Phys. Rev. 23. S. 156. 1924. A beim Thorfaden kleiner wie beim Wolframfaden.

Derselbe Versuch wurde noch durchgeführt mit einem Platinfaden, der vorher verkupfert und an Luft geglüht

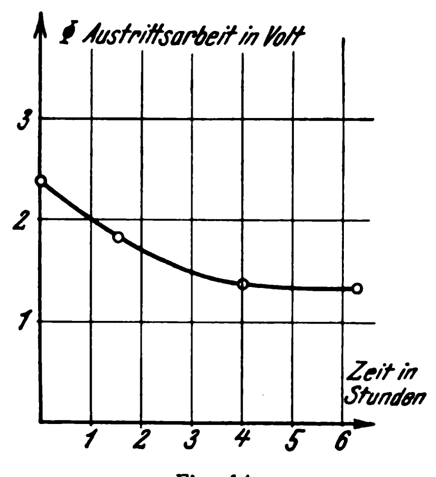


Fig. 14.
Austrittsarbeit und Formierzeit.

worden war, bevor er mit der Oxydschicht der alkalischen Erdmetalle überzogen wurde. Auch hier wurde im Ver-

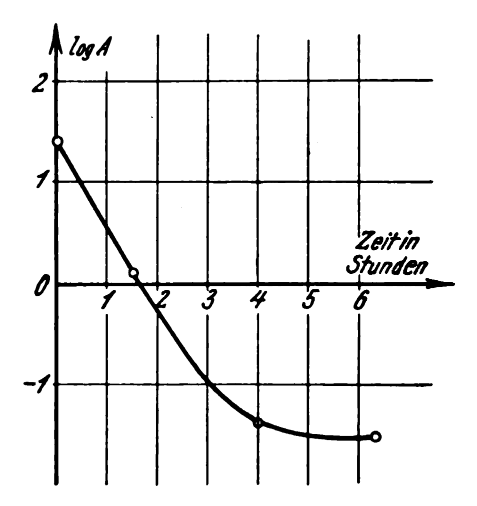


Fig. 15.
Emissionsfähigkeit und Formierzeit.

laufe des Formierungsprozesses erneut die Drehung der Geraden und die Empfindlichkeit der Oberfläche bestätigt. Die Emissionsfähigkeit A ist durch Bearbeitung der Seele des Oxydfadens nur unwesentlich, aber immerhin um mehr als eine Zehnerpotenz größer geworden. Würde man auch hier die Abhängigkeit zwischen Φ und A in Fig. 12 mit eintragen, so würde man eine Gerade erhalten, die etwas rechts neben der dort gezeichneten herläuft. Aus der Verschiebung ist die Verbesserung von A ersichtlich.

6. Schlußfolgerung.

Nach den Ergebnissen der Versuche kann man sich folgende Ansicht über den Formierungsprozeß bilden:

Die mit Oxyd überzogene glatte Seele des Fadens hat wegen der Unregelmäßigkeit und Zerklüftung des Überzugs eine sehr große Oberfläche erhalten. Es ergibt sich bei den ersten Messungen also eine große Emissionsfähigkeit A, die ja, falls A universelle Konstante sein soll[11]), die

[11]) Dushman, Phys. Rev. 23. S. 156. 1924. Dushman, Rowe, Ewald, Kidner, Phys. Rev. 25. S. 338. 1925. Richardson, Phys. Rev. 23. S. 153. 1924.



Oberfläche charakterisiert. Durch den Formierungsprozeß wird das Oxyd zersetzt; das entweichende graublau leuchtende Gas ist als Sauerstoff identifiziert. Das reine Metall muß also zurückbleiben auf der Seele des Fadens; in der Hitze schmilzt es, läuft auseinander und bildet nun einen glatten Überzug, d. h. eine kleine Oberfläche; bei den letzten Messungen am Ende des Formierungsprozesses ergibt sich ein kleines A. Hätte man es nur mit einer Bedeckung der Fadenseele mit Barium resp. Strontium zu tun, so müßte dieser Überzug sich stets wieder oxydieren lassen. Da dies bei gänzlich durchformierten Kathoden aber nicht der Fall ist, so hat man offenbar etwas Besseres bekommen, nämlich eine Legierung. Ist alles gebildete Metall in die Legierung aufgenommen, so oxydiert der Faden nicht wieder. Sind die Fäden nicht ganz durchformiert, so sitzt über der Legierung noch eine Bedeckung, die an der Luft wieder oxydiert. Da die schon vorhandene Legierung nicht wieder mit oxydiert, so erklärt sich die Tatsache, daß der erneute Formierungsprozeß bedeutend schneller geht an Fäden, die schon formiert worden waren. Natürlich wird auch ein Teil des entstehenden Metalls verdampfen. Diese Metalldämpfe lassen sich als kornblumenblaues Leuchten um den Glühfaden erkennen. Der ganze Vorgang ist also derselbe wie bei Thoriumröhren, wo auch dauernd Thoriumoxyd zersetzt wird und Thorium von der Oberfläche verdampft[12]).

Da das Absinken von A als Glättung der Oberfläche gedeutet wurde, war es berechtigt, durch Aufrauhen der Fadenseele mittels Nickeloxyd und Kupferoxyd eine konstante große Oberfläche und somit ein großes A zu erzielen. Trotzdem sank A. Es werden also leider Nickeloxyd und Kupferoxyd auch mit reduziert und die entstehenden Metalle in die Legierung mit hineingenommen. Eine Einwirkung ist immerhin erkennbar.

Da der Oxydüberzug sich von der Fadenseele leicht herunterwischen läßt, wodurch eine Fabrikation im Großen unmöglich wird. so müßte die Technik versuchen, Legierungen herzustellen aus den alkalischen Erdmetallen und der Trägersubstanz, womit diese zu überziehen wäre. Solche Fäden würden mechanischen Bearbeitungen standhalten, und der Pump- und Formierungsprozeß würde sich in kurzer Zeit erledigen lassen.

Wir müssen also schließen, daß die emittierende Substanz nicht Oxyd, sondern Metall ist, und stützen diese Anschauung durch die folgenden Ergebnisse:

1. Sauerstoff tritt auf; Metall bleibt übrig.
2. Beim formierten Faden treten im kornblumenblauen Leuchten um den Faden die Metallinien auf.
3. Durch Schmelzen und Legierungsbildung ergibt sich eine Oberflächenglättung und diese erklärt das Sinken der Größe A.
4. Der chemische Versuch zeigt Wieder-Oxydierung.
5. Der elektrische Versuch (Fig. 12) zeigt gleichfalls die Wiederoxydation und ergibt weiter, daß die Bedeckung nicht verloren gegangen sein kann.

7. Die Temperaturverteilung.

Im Abschnitt 4 der vorliegenden Arbeit wurde die Temperaturbestimmung durchgeführt und gezeigt, daß man die Temperaturwerte für Wolfram von Langmuir erhält, wenn man von den wahren Temperaturen 12% abzieht. Diese Korrektion wurde auf die Kühlung der Enden geschoben. Es soll nun durch mathematische Berechnung versucht werden, einen Überblick über die Temperaturverteilung längs des Fadens zu gewinnen und gleichzeitig diese Abweichung von 12% als durchaus möglich zu bestätigen. Zur Gewinnung der numerischen Größen diente die bisher benutzte Wolframröhre.

Fadenlänge bis zu den dünnen Abzapfstellen 18 mm,
Fadendurchmesser 50 μ.

Nach der neuen Methode wurde die Temperatur gemessen zu 2670° bei den Heizdaten 3,7 Volt, 0,56 Amp., d. h. 6,6 Ohm Widerstand. Daraus ergibt sich der spezifische Widerstand ϱ für 1 cm³ Würfel

$$\varrho = 71{,}8 \,.\, 10^{-6} \Omega.$$

Für 2670° gilt nach Langmuir $\varrho = 86 \cdot 10^{-6}\, \Omega$. Berechnet man sich hieraus und nach den an unserer Röhre gemessenen Daten die pro cm Glühfadenlänge entwickelte Energie und nimmt an, daß die ganze Energie abgestrahlt und keine fortgeleitet wird, so bekommt man die Strahlungskonstante

$$\alpha = 1{,}72 \cdot 10^{-12} \cdot \frac{\text{Watt}}{\text{cm}^2 \cdot \sec T^4}$$

(Die Angaben über α in der Literatur sind sehr verschieden.)

Die Differentialgleichung der Wärmeverteilung im Glühdraht, der an den Enden gekühlt wird, ist folgendermaßen anzusetzen:

$$W\,dx + q \cdot \lambda \cdot \frac{d^2 T}{d x^2} \cdot dx - \alpha\, U (T^4 - T_1^4)\, dx = 0$$

Das erste Glied bedeutet die hineingesteckte Energie,
„ zweite „ „ die abgeleitete Energie,
„ dritte „ „ die abgestrahlte Energie.

Diese drei Energien müssen sich in jedem Fadenstück dx das Gleichgewicht halten, d. h. ihre Summe muß Null sein.

Es bedeutet q den Querschnitt,
λ die Wärmeleitfähigkeit,
α die Strahlungskonstante,
U den Umfang,
T die absolute Temperatur,
T_1 die Temperatur der Umgebung, hier der Anode.

Nun ist $W = J^2 . R$ — Joulesche Wärme,
und R der Widerstand ist temperaturabhängig. Also

$$W = J^2 \left[R_0 + \delta\, R\, (T - T_0)\right]$$

wenn der Draht bei $T = T_0$ den Widerstand R_0 hat.

Führt man das ein und löst auf nach $\frac{d^2 T}{d x^2}$, so erhält man folgende Differentialgleichung. welche gelöst werden muß.

$$\frac{d^2 T}{d x^2} = -\frac{J^2 R_0}{q \cdot \lambda} - \frac{J^2 \delta R}{q \cdot \lambda} \cdot T + \frac{J^2 \delta R}{q \cdot \lambda} \cdot T_0 + \frac{\alpha U}{q \cdot \lambda} \cdot T^4 - \frac{\alpha U}{q \cdot \lambda} \cdot T_1$$

Setzt man $T_1 = 400°$ und $T_0 = 0$, so fällt das dritte Glied fort, und das letzte Glied kann vernachlässigt werden. Es bleibt

$$\frac{d^2 T}{d x^2} = -\frac{J_2 \cdot R_0}{q \cdot \lambda} - \frac{J^2 \delta R}{q \cdot \lambda} T + \frac{\alpha U}{q \cdot \lambda} \cdot T^4$$

[12]) Langmuir, Phys. Rev. 22. S. 357 1923, und Phys. Rev. 20, S. 107, 1922.

J = Heizstrom = 0,56 Amp. $J^2 = 0{,}314$

q = Querschnitt = $1{,}96 \cdot 10^{-5}$ cm²

λ = Wärmeleitfähigkeit für Wolfram = $1{,}5 \frac{\text{Watt}}{\text{cm sec } T}$

α = Strahlungskonstante für Wolfram

$= 1{,}72 \cdot 10^{-12} \frac{\text{Watt}}{\text{cm}^2 \text{ sec } T^4}$

U = Umfang des Drahtes = $15{,}7 \cdot 10^{-3}$ cm

R_0 = Widerstand des kalten Fadens bei $T = 0^\circ$, extrapoliert aus Langmuirs Kurve (Fig. 4).

$= \frac{19 \cdot 10^{-6}}{q}$ $\quad \delta R = \frac{39 \cdot 10^{-9}}{q}$ = Zunahme des Widerstandes pro Grad Temperaturerhöhung

Dann wird

$$\frac{d^2 T}{d x^2} = 1{,}035 \cdot 10^4 - 21{,}3\, T + 9{,}18 \cdot 10^{-10} \cdot T^4$$

$\frac{d^2 T}{d x^2}$ muß für die Höchsttemperatur ($T = 2670^\circ$) Null werden, denn so ist die Strahlungskonstante bestimmt worden. Größer darf α nicht werden, denn dann wird $\frac{d^2 T}{d x^2}$ positiv. Höchstens darf $\frac{d^2 T}{d x^2}$ einen kleinen negativen Wert annehmen, denn die hineingesteckte Energie wird größer sein als die abgestrahlte (das Glied mit T^4) oder höchstens gleich derselben. Es ist also die Strahlungskonstante bestimmt worden, indem man alle Konstanten und die Temperatur mißt und dann $\frac{d^2 T}{d x^2} = 0$ setzt, d. h. bei der Höchsttemperatur wird keine Energie mehr fortgeleitet, die hineingesteckte Energie wird abgestrahlt. In Wirklichkeit wird das nicht ganz zutreffen, α muß etwas kleiner gewählt werden, so daß $\frac{d^2 T}{d x^2}$ einen kleinen negativen Wert annimmt. Da man die Größe dieser sicher nur sehr kleinen Korrektion nicht kennt, so soll der Wert von α hier bestehen bleiben.

Es war $\frac{d^2 T}{d x^2} = 10{,}35 \cdot 10^3 - 21{,}3 \cdot T + 9{,}18 \cdot 10^{-10}\, T^4$

integriert:

$$\left(\frac{dT}{dx}\right)^2 = 20{,}7 \cdot 10^3\, T - 21{,}3\, T^2 + 3{,}67 \cdot 10^{-10}\, T^5 + 2\, D.$$

Zur Bestimmung von $2\,D$ setze $T = 2670^\circ$, Maximum, also $\frac{dT}{dx} = 0$

$$0 = 55{,}3 \cdot 10^6 - 152 \cdot 10^6 + 49{,}8 \cdot 10^6 + 2\,D.$$

Also

$$0 = 2\,D - 46{,}9 \cdot 10^{+6}$$

$$\frac{dT}{dx} = \sqrt{20{,}7 \cdot 10^3\, T - 21{,}3 \cdot T^2 + 3{,}67 \cdot 10^{-10}\, T^5 + 46{,}9 \cdot 10^6}$$

und

$$\int \frac{dT}{\sqrt{f(T)}} = x;$$

Da dies Integral sich rechnerisch nicht lösen läßt, soll es von $T = 0^\circ$ bis $T = 2670^\circ$ (Maximum) graphisch ausgewertet werden, so daß x die halbe Glühfadenlänge wird. In der folgenden Tabelle sind für verschiedene Temperaturen die Werte $\frac{1}{\sqrt{f(T)}}$ ausgerechnet und in die Fig. 16 eingetragen worden.

Temperatur	$\frac{1}{\sqrt{f(T)}}$
2670°	∞
2600°	$158 \cdot 10^{-5}$
2400°	$56 \cdot 10^{-5}$
2200°	$35 \cdot 10^{-5}$
2000°	$26 \cdot 10^{-5}$
1000°	$14{,}62 \cdot 10^{-5}$
0°	$14{,}6 \cdot 10^{-5}$

In der nächsten Tabelle ist die Fläche ausgewertet worden zwischen der Kurve (Fig. 16) und dem Koordinatensystem. Diese Fläche ist in Quadraten des Koordinaten-

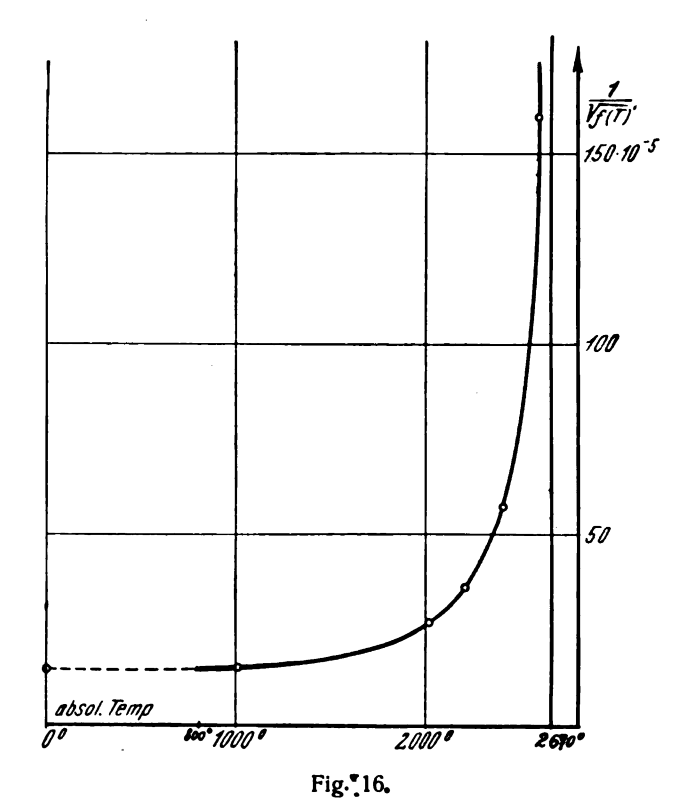


Fig. 16.

papiers angegeben und umgerechnet in cm Glühfadenlänge. Bei 2670° läuft die Kurve (Fig. 16) ins Unendliche wegen der Bestimmung von α.

Temperaturen	□	cm
800—1400	4,6	0,092
800—2000	10,6	0,21
800—2200	13,6	0,27
800—2400	18,1	0,36
800—2600	26,6	0,55

Fig. 17 zeigt das ausgewertete Integral. Die Anfangstemperatur (Anzapfstellen) liegt schätzungsweise bei 800°. Die ausgezogene Linie gibt die Temperaturverteilung über den halben Glühfaden an. Diese T-x-Kurve, Fig. 17, zeigt, daß bereits in einer Entfernung von 0,7 cm von den Fadenenden die Temperatur praktisch konstant ist. Eine Abweichung von $\frac{dT}{dx} = 0$ bzw. $\frac{dx}{dT} = \infty$ ist in der Zeichnung bereits von da ab nicht mehr darstellbar. Wir können daher für unseren Faden von der endlichen Länge (1,8 cm), die T-x-Kurve, die bei 0,9 cm Entfernung von den Fadenenden

ab wagerecht verlaufen soll, ohne merklichen Fehler aus zwei T-x-Kurven zusammensetzen, die für einen ∞ langen

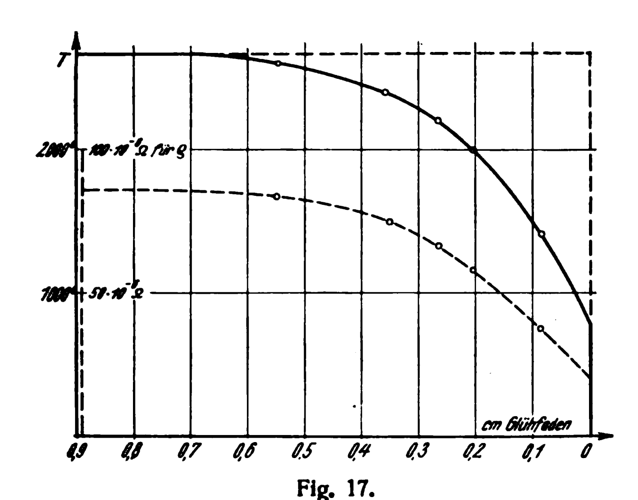


Fig. 17.
Die Temperaturverteilung und die Verteilung des spez. Widerstandes über den halben Glühfaden.

Faden berechnet sind, und von denen die eine am rechten, die andere am linken Fadenende beginnt. Aus dieser Kurve kann man auf den Fehler schließen, den man durch die Kühlung der Enden erhält. Eine gleichmäßige Temperatur über den halben Faden würde dem Rechteck entsprechen über dem halben Glühfaden mit der konstanten Temperatur 2670°. Aus diesem Rechteck wird durch die Temperaturverteilungskurve ein Flächenstück an der rechten Ecke abgegrenzt. Diese Fläche ins Verhältnis gesetzt zu der Fläche des Rechtecks ergibt den Fehler durch die Kühlung der Enden. Das ist in Fig. 17:

$$\frac{34}{240} = 14\%.$$

Nun war gemessen nach der neuen Methode $T = 2670°$. Aus dem gleichfalls gemessenen ϱ — Wert, $\varrho = 71{,}8 \cdot 10^{-6}\,\Omega$ ergibt sich nach Langmuir (Fig. 4) $T = 2315°$

also $$\frac{355}{2670} = 13{,}3\%.$$

Die gestrichelte Kurve in Fig. 17 zeigt den Verlauf von ϱ über den halben Glühfaden. Diese Kurve ist ermittelt worden mit den Werten von ϱ von Langmuir und der berechneten Temperaturverteilung. Zu jedem Punkt des Glühfadens ist die Temperatur bekannt und zu der Temperatur wieder ϱ aus Fig. 4. Hieraus kann man wieder durch Vergleich der Flächen den Fehler bestimmen, den man bei der Messung von ϱ macht. Wegen der Kühlung der Enden wird ϱ nach der Seite zu immer kleiner. Man wird stets nur einen Mittelwert von ϱ messen.

$$\text{Der Fehler wird: } \frac{\text{abgegrenzte Fläche}}{\text{Rechtecksfläche}} = \frac{26}{155} = 17\%.$$

Zum Höchstwert ($T = 2670°$) gehört $\varrho = 86 \cdot 10^{-6}\,\Omega$
gemessen wurde aber nur $\varrho = 71{,}8 \cdot 10^{-6}\,\Omega$

also $$\frac{14{,}2}{86} = 16{,}5\%.$$

Es hat sich also folgendes ergeben:

1. Die Temperaturverteilung über den Glühdraht wurde berechnet mit den gemessenen Dimensionen des Fadens, mit der Wärmeleitfähigkeit für Wolfram, den ϱ - Werten von Langmuir und dem höchsten zulässigen Wert der Strahlungskonstanten.
2. Nach der neuen Methode wurde die Temperatur zu 2670° gemessen. Aus dem gleichfalls gemessenen ϱ - Wert ergibt sich 2315°. Das ist eine Differenz von 13,3%. Berechnet wurde eine Differenz von 14%.
3. Mit Hilfe der gewonnenen Temperaturverteilung und den ϱ - Werten von Langmuir ergibt sich die Widerstandsverteilung über den Glühdraht.

Zu der Höchsttemperatur gehört $\varrho = 86 \cdot 10^{-6}\,\Omega$

gemessen wurde $\varrho = 71{,}8 \cdot 10^{-6}\,\Omega$

Das ist eine Differenz von 16,5%.

Berechnet wurde eine Differenz von 17%.

8. Zusammenfassung.

In der Arbeit, die den Formierungsprozeß in Oxydkathodenröhren klären sollte, konnte zunächst nachgewiesen werden, daß das entweichende Gas Sauerstoff ist, der durch die elektrolytische Zersetzung des Oxyds auf dem Faden frei wird. Nachdem dann die Temperaturbestimmung der glühenden Drähte mit Hilfe zweier verschiedener Methoden durchgeführt war, der

der Widerstandserhöhung

und der unter Annahme der Maxwellgeschwindigkeitsverteilung der Elektronen,

konnte die Veränderung der Austrittsarbeit Φ und der Emissionsfähigkeit A der Oxydkathoden bestimmt werden aus der Davisson-Formel für den Sättigungsstrom, in Abhängigkeit von der Zeitdauer des Formierens. Es wurde gezeigt, daß beide Größen abnehmen, Φ langsam und A sehr schnell. Die Vergrößerung des Sättigungsstromes beruht also auf der Verkleinerung der Austrittsarbeit.

Die Versuche, die Emissionsfähigkeit zu vergrößern, durch Bearbeitung der Seele des Oxydfadens durch Vernickeln und Verkupfern, zeigten zwar das vermutete Ergebnis, aber nicht in der erwarteten Größe.

Schließlich wurde auf Grund der Ergebnisse die Überzeugung gewonnen, daß die emittierende Substanz nicht Oxyd, sondern das entstehende Metall ist.

Zum Schlusse ist im letzten Abschnitt die Temperaturverteilung über den Glühfaden mathematisch berechnet worden.

Die vorliegende Arbeit wurde auf Veranlassung von Herrn Prof. Dr. H. G. Möller im hiesigen Institut und zum Teil im Laboratorium der Radioröhrenfabrik, Hamburg, ausgeführt. Ich bin Herrn Prof. Dr. H. G. Möller für die freundliche Unterstützung und wissenschaftliche Anregung sowie für manchen wertvollen Rat zu größtem Danke verpflichtet. Auch drücke ich gern der Radioröhrenfabrik C. H. F. Müller an dieser Stelle meinen herzlichen Dank aus für die stete Bereitstellung des wertvollen Materials, von Maschinen und Arbeitskräften, ohne welche die Versuche in solchem Umfange nicht hätten ausgeführt werden können.

Hamburg, Institut für angewandte Physik.

(Eingegangen am 7. April 1927.)



Berichtigung.

In der Arbeit von H. G. Möller und F. Detels über „Die Bestimmung der Glühfadentemperatur in Elektronenröhren“ in dieser Zeitschrift **27,** S. 74, 1926, Heft 3, ist in der Zusammenfassung S. 80 bei der Formel für die Temperatur *T* ein bedauerlicher Irrtum bei der Abschrift des Zahlenfaktors unterlaufen. An Stelle des Faktors $2{,}68 \cdot 10^4$ muß stehen $0{,}505 \cdot 10^4$, so daß die Formel richtig lautet:

$$T = \frac{\varepsilon}{K} \frac{d\varphi}{d\, ln\, J} = \mathbf{0{,}505 \cdot 10^4} \frac{d\varphi}{d \log J}.$$

Fr. Detels.

(Eingegangen am 18. Juli 1927.)

Ein gegenazimutaler Kartenentwurf zur Ermittlung der Azimutgleichen für kleine und mittlere Entfernungen von der Funkbake.

Von **W. Immler.**

I. Bei der Berechnung von Azimutgleichen steht der angenäherte Schiffsort (der gegißte Ort) und die Funkpeilung zur Verfügung. Wie bei jeder Differentialmethode kann man aus dem Unterschied Δa zwischen dem beobachteten Azimut a_0 und dem für den gegißten Ort vorausbestimmten Azimut a_r den Abstand p des gegißten Ortes von der Azimutgleiche und seine Richtung ϱ gegen den Meridian bestimmen. Trägt man diese beiden Werte ϱ und p im gegißten Orte auf, so erhält man durch das Fällen eines Lotes im Endpunkt von p ein Stück der Azimutgleiche als gerade Linie.

In einer Arbeit in Bd. 26 dieser Zeitschrift S. 73 ff konnte ich eine Methode angeben, nach der dieser Abstand p nach der Gleichung

$$p = \Delta a . f, \text{ wobei } f = \frac{\text{tg}\, b}{\sin a}$$

berechnet wurde. Darin war b der sphärische Abstand des gegißten Ortes vom Meridian der Funkbake und a das Azimut. Es konnte dabei nachgewiesen werden, daß die zweiten Differentiale bei der Verwendung dieser Methode praktisch keinen Einfluß haben. Das wurde erreicht, indem man die Koordinaten des Leitpunktes L der Standlinie in die Rolle des gegißten Ortes einsetzte. Dabei veränderte sich b um Δb und dies erhielt den Ausdruck:

$$\Delta b = p \cos(\sigma - \rho) + \frac{p^2}{2} \text{tg}\, b \tag{11}$$

Diese Formel muß noch um den Faktor $\sin^2(\sigma - \varrho)$ im zweiten Glied berichtigt werden, worauf mich Herr Prof. Wendt aufmerksam macht, so daß es nunmehr heißen muß

$$\Delta b = p \cos(\sigma - \rho) + \frac{p^2}{2} \text{tg}\, b \sin^2(\sigma - \rho) \tag{11a}$$

Die Folge ist, daß in den Formeln (20) in A und B das dritte Glied fehlt und in Formel (27) das Glied mit $\cos^3(\sigma - \varrho)$ wegfällt. p' wird dann einfacher und bekommt die Form

$$p' = -\left[\frac{p^2}{2} \text{tg}\, b \cos(\sigma - \rho) + p^2 \text{cotg}\, b \cos \sigma \cos \rho\right] \tag{27}$$

Die Werte von p' werden dann fast durchweg etwa halb so groß, als in den Tafeln angegeben ist, so daß in der Zusammenstellung auf Seite 83 die Tafel für p' lautet:

für $\Delta a = 1^0$ — p' — $\varphi_0 = 60^0$

ω	b: 0°	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°	80°	90°
90°	0,0000	0,0000	0,0001	0,0002	0,0006	0,0013	0,0034	0,0119	0,0951	∞
75°	0,0000	0,0000	0,0001	0,0002	0,0006	0,0014	0,0038	0,0135	0,1094	∞
60°	0,0000	0,0000	0,0001	0,0002	0,0006	0,0013	0,0034	0,0119	0,0951	∞
0°	0,0000	0,0001	0,0002	0,0003	0,0007	0,0014	0,0034	0,0117	0,0923	∞
−15°	0,0000	0,0001	0,0002	0,0004	0,0008	0,0014	0,0040	0,0171	0,1094	∞

für $\Delta a = 1^0$ — p' in Minuten — $\varphi_0 = 60^0$

ω	b: 0°	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°	80°	90°
90°	0'	0'	0'	1'	2'	5'	12'	43'	342'	∞
75°	0'	0'	0'	1'	2'	5'	14'	49'	394'	∞
60°	0'	0'	0'	1'	2'	5'	12'	43'	342'	∞
0°	0'	0'	1'	1'	3'	5'	12'	41'	332'	∞
−15°	0'	0'	1'	1'	3'	5'	14'	52'	394'	∞

für $\Delta a = 1^0$ — p' — $\varphi_0 = 0^0$

ω	b: 0°	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°	80°	90°
90° 0°	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	
45° 45°	0,0000	0,0000	0,0000	0,0001	0,0002	0,0004	0,0009	0,0033	0,0271	∞

für $\Delta a = 1^0$ — p' in Minuten — $\varphi_0 = 0^0$

ω	b: 0°	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°	80°	90°
90° 0°	0'	0'	0'	0'	0'	0'	0'	0'	0'	
45° 45°	0'	0'	0'	0'	1'	1'	3'	12'	97'	∞

II. Herr Maurer stößt sich nun in Ann. d. Hydr. 1926, Seite 117, an einen Satz in meiner Zusammenfassung der erhaltenen Ergebnisse, in dem ich erwähnte, daß Bordpeilungen von Funkbaken auf niederer Breite denen auf höherer Breite vorzuziehen seien. Ich legte in meiner Abhandlung Wert darauf, auf die verschiedene Dichtigkeit der Azimut-



gleichen in den einzelnen Gebieten aufmerksam zu machen, weil dieser Begriff gegenüber den sonst in der astronomischen Nautik gebrauchten Standlinien eine besondere Wichtigkeit hat. Ich bin mit Herrn Maurer über seine Ergebnisse vollständig einig und habe dies auch in Abschnitt VII der Abhandlung dadurch ausgedrückt, daß ich sagte, die Bestimmung eines Schiffsortes mit Azimutgleichen wird dann besonders gute Resultate ergeben, wenn die Linien einigermaßen dicht liegen. Aus meiner ganzen Abhandlung geht hervor, daß solche Stellen, abgesehen vom Pol, nur die nächste Umgebung der Funkbake selbst sind. Für sehr entfernte Orte aber ist von Wert, daß die Dichte der Azimutgleichen nicht auf bestimmte Stellen der Erdoberfläche gehäuft und dafür die Azimutgleichen an anderen Orten stark auseinandergezogen sind, sondern daß sie einigermaßen gleichmäßig verlaufen, und das gewähren Funkbaken auf niedriger Breite mehr als solche auf hoher Breite. Deshalb habe ich im Text auch ausdrücklich bei der Erörterung dieser Frage hinzugefügt: Wenn man langstrahlige Wellen beobachten will, d. h. also, wenn der Beobachtungsort etwa gleichweit von zwei Funkbaken entfernt ist und diese Entfernungen sehr groß sind, so ist die Benutzung der niedrigbreitigen Bake vorzuziehen.

III. Heute allerdings findet die Benutzung von Funkpeilungen noch fast durchweg auf kleinere und mittlere Entfernungen statt. Ein Blick auf die gebräuchlichen Azimuttafeln zeigt, daß hier die Vorausberechnung der Azimute wegen der starken Einschaltarbeit immer auf größere rechnerische Unbequemlichkeit stößt. Es liegt daher nahe, die allgemeine Aufgabe auf den besonderen Fall geringerer Entfernung zu spezialisieren. Mann kann sich dabei um so eher graphischer Methoden bedienen, weil bei größerem Zeichenmaßstab die gewünschten Werte einer Meßkarte entnommen werden, ohne daß die Genauigkeit der Ermittlung leidet.

Eine solche Meßkarte zur Ermittlung von Azimutgleichen sei im folgenden beschrieben und ihre zeichnerische Grundlage erläutert.

Nach Fig. 1 bedarf man zum Zeichnen der Azimutgleiche zunächst den Winkel ϱ, unter dem das Lot zur Azimut-

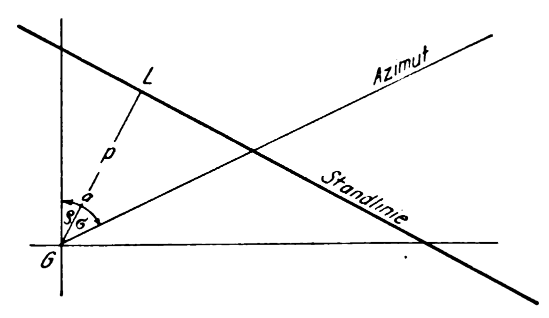


Fig. 1.

gleiche an den Meridian anzutragen ist. Er ergibt sich, wenn Az das beobachtete Azimut bedeutet, aus der Gleichung

$$\varrho = Az - \sigma \tag{1a}$$

wobei

$$\operatorname{cotg} \sigma = \sin \varphi \, tg \, \lambda \tag{1b}$$

aus der Breite φ des gegißten Ortes und dem Längenunterschied λ zwischen gegißtem Ort und der Funkbake berechnet werden kann. Die Formel (1b) kann tabelliert werden, und eine solche Tafel befindet sich auf S. 62 u. 63 der Abhandlung (σ-Tafel).

Ferner braucht man bei der Abstandsmethode das Azimut a_r am gegißten Ort und eine Größe f, aus der der Abstand p des gegißten Ortes von der Azimutgleiche nach der Formel

$$p = \Delta a \cdot f \tag{2}$$

gebildet werden kann. Darin bedeutet Δa den Unterschied zwischen beobachtetem Azimut und dem für den gegißten Ort vorausberechneten Azimut.

Zur Bestimmung der Größen a_r und f empfiehlt sich eine gegenazimutale Karte, in welcher die Azimutgleichen gestreckte geradlinige Strahlen durch die Funkbake sind und f als Radiusvektor auftritt.

Ist in einer solchen Karte G das Abbild des gegißten Ortes, F die Funkbake, so ist $GF = f$ und der Winkel, den GF mit dem Meridian durch F bildet, wird $180° - a_r$. Damit ergeben sich aus nebenstehender Fig. 2 die kartesischen Koordinaten x, y des gegißten Ortes zu

$$\left.\begin{aligned} x &= -f \cos a_r \\ y &= f \sin a_r \end{aligned}\right\} \tag{3}$$

Die Gegenazimutalität der Karte drückt sich in dem negativen Vorzeichen von x aus, da die Polarkoordinate in der Funkbake die entgegengesetzte Richtung des Azimutes im gegißten Orte haben soll.

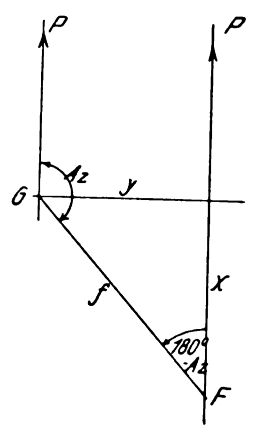


Fig. 2.

Die Größe f ist definiert durch die Formel

$$f = \frac{\operatorname{tg} h}{\sin a_r} \tag{4}$$

worin nunmehr h das sphärische Lot vom gegißten Ort auf den Meridian der Funkbahn bedeutet. Demnach ist

$$\underline{y} = f \sin a_r = \underline{tgh} \tag{3a}$$

wobei nach der rechtwinkligen sphärischen Trigonometrie

$$\underline{\sin h} = \underline{\cos \varphi \ \sin \lambda} \tag{5}$$ wird.

Ferner ergibt sich $\frac{x}{y} = -\operatorname{cotg} a$, woraus

$$\underline{x} = \underline{-y \operatorname{cotg} a.}$$

Nach dem Kotangentensatz ergibt sich aus dem sphärischen Dreieck Gegißter Ort — Pol — Funkbake

$$\operatorname{cotg} a \sin \lambda = \cos \varphi \, tg \, \varphi_0 - \sin \varphi \cos \lambda.$$

Ersetzt man hier $\cos \lambda$ durch $1 - 2 \sin^2 \frac{\lambda}{2}$, so wird

$$\operatorname{cotg} a \sin \lambda = \cos \varphi \, tg \, \varphi_0 - \sin \varphi + 2 \sin \varphi \sin^2 \frac{\lambda}{2}$$

σ - Tafel

$\cot \sigma = \sin \varphi \, \mathrm{tg} \, \lambda$

φ	λ = 0°	1°	2°	3°	4°	5°	6°	7°	8°	9°	10°	11°	12°	13°	14°	15°
0°	90,0°	90,0°	90,0°	90,0°	90,0°	90,0°	90,0°	90,0°	90,0°	90,0°	90,0°	90,0°	90,0°	90,0°	90,0°	90,0°
2°	90,0	90,0	89,9	89,9	89,9	89,8	89,8	89,8	89,7	89,7	89,6	89,6	89,6	89,5	89,5	89,5
4	90,0	89,9	89,9	89,8	89,7	89,7	89,6	89,5	89,4	89,3	89,3	89,2	89,2	89,1	89,0	88,9
6	90,0	89,9	89,8	89,7	89,6	89,5	89,4	89,3	89,2	89,1	88,9	88,8	88,7	88,6	88,5	88,4
8	90,0	89,9	89,7	89,6	89,4	89,3	89,2	89,0	88,9	88,7	88,6	88,5	88,3	88,2	88,0	87,9
10	90,0	89,8	89,7	89,5	89,3	89,1	89,0	88,8	88,6	88,4	88,2	88,1	87,9	87,7	87,5	87,3
12	90,0	89,8	89,6	89,4	89,2	89,0	88,7	88,5	88,3	88,1	87,9	87,7	87,5	87,3	87,0	86,8
14	90,0	89,8	89,5	89,3	89,0	88,8	88,5	88,3	88,1	87,8	87,6	87,3	87,1	86,8	86,5	86,3
16	90,0	89,7	89,4	89,2	88,9	88,6	88,3	88,1	87,8	87,5	87,2	86,9	86,6	86,4	86,1	85,8
18	90,0	89,7	89,4	89,1	88,8	88,5	88,1	87,8	87,5	87,2	86,9	86,6	86,2	85,9	85,6	85,3
20	90,0	89,7	89,3	89,0	88,6	88,3	87,9	87,6	87,2	86,9	86,5	86,2	85,8	85,5	85,1	84,8
22	90,0	89,6	89,3	88,9	88,5	88,1	87,7	87,4	87,0	86,6	86,2	85,8	85,4	85,1	84,7	84,3
24	90,0	89,6	89,2	88,8	88,4	88,0	87,6	87,1	86,7	86,3	85,9	85,5	85,1	84,6	84,2	83,8
26	90,0	89,6	89,1	88,7	88,2	87,8	87,4	86,9	86,5	86,0	85,6	85,1	84,7	84,2	83,8	83,3
28	90,0	89,5	89,1	88,6	88,1	87,6	87,2	86,7	86,2	85,7	85,3	84,8	84,3	83,8	83,3	82,8
30	90,0	89,5	89,0	88,5	88,0	87,5	87,0	86,5	86,0	85,5	85,0	84,4	83,9	83,4	82,9	82,4
32	90,0	89,5	88,9	88,4	87,9	87,3	86,8	86,3	85,8	85,2	84,7	84,1	83,6	83,0	82,5	81,9
34	90,0	89,4	88,9	88,3	87,8	87,2	86,6	86,1	85,5	84,9	84,4	83,8	83,2	82,6	82,1	81,5
36	90,0	89,4	88,8	88,2	87,6	87,1	86,5	85,9	85,3	84,7	84,1	83,5	82,9	82,3	81,7	81,1
38	90,0	89,4	88,8	88,2	87,5	86,9	86,3	85,7	85,1	84,4	83,8	83,2	82,5	81,9	81,3	80,6
40	90,0	89,4	88,7	88,1	87,4	86,8	86,1	85,5	84,8	84,2	83,5	82,9	82,2	81,6	80,9	80,2
42	90,0	89,3	88,7	88,0	87,3	86,7	86,0	85,3	84,6	84,0	83,3	82,6	81,9	81,2	80,5	79,8
44	90,0	89,3	88,6	87,9	87,2	86,5	85,8	85,1	84,4	83,7	83,0	82,3	81,6	80,9	80,2	79,5
46	90,0	89,3	88,6	87,8	87,1	86,4	85,7	85,0	84,2	83,5	82,8	82,0	81,3	80,6	79,8	79,1
48	90,0	89,3	88,5	87,8	87,0	86,3	85,5	84,8	84,0	83,3	82,5	81,8	81,0	80,3	79,5	78,7
50	90,0	89,2	88,5	87,7	86,9	86,2	85,4	84,6	83,9	83,1	82,3	81,5	80,8	80,0	79,2	78,4
52	90,0	89,2	88,4	87,6	86,8	86,1	85,3	84,5	83,7	82,9	82,1	81,3	80,5	79,7	78,9	78,1
54	90,0	89,2	88,4	87,6	86,8	86,0	85,1	84,3	83,5	82,7	81,9	81,1	80,2	79,4	78,6	77,8
56	90,0	89,2	88,4	87,5	86,7	85,9	85,0	84,2	83,4	82,5	81,7	80,8	80,0	79,2	78,3	77,5
58	90,0	89,2	88,3	87,5	86,6	85,8	84,9	84,1	83,2	82,3	81,5	80,6	79,8	78,9	78,1	77,2
60	90,0	89,1	88,3	87,4	86,5	85,7	84,8	83,9	83,1	82,2	81,3	80,4	79,6	78,7	77,8	76,9
62	90,0	89,1	88,2	87,4	86,5	85,6	84,7	83,8	82,9	82,0	81,2	80,3	79,4	78,5	77,6	76,7
64	90,0	89,1	88,2	87,3	86,4	85,5	84,6	83,7	82,8	81,9	81,0	80,1	79,2	78,3	77,4	76,5
66	90,0	89,1	88,2	87,3	86,3	85,4	84,5	83,6	82,7	81,8	80,9	79,9	79,0	78,1	77,2	76,2
68	90,0	89,1	88,1	87,2	86,3	85,4	84,4	83,5	82,6	81,6	80,7	79,8	78,8	77,9	77,0	76,0
70	90,0	89,1	88,1	87,2	86,2	85,3	84,4	83,4	82,5	81,5	80,6	79,6	78,7	77,8	76,8	75,9

φ	λ = 30°	31°	32°	33°	34°	35°	36°	37°	38°	39°	40°	41°	42°	43°	44°	45°
30°	73,9	73,3														
32	73,0	72,3	71,7													
34	72,1	71,4	70,7	70,0												
36	71,3	70,5	69,8	69,1												
38	70,4	69,7	69,0	68,2	67,4											
40	69,6	68,9	68,1	67,3	66,6	65,8										
42	68,9	68,1	67,3	66,5	65,7	64,9	64,1									
44	68,1	67,3	66,5	65,7	64,9	64,1	63,2	62,4								
46	67,4	66,6	65,8	65,0	64,1	63,3	62,4	61,5	60,7	59,8						
48	66,8	65,9	65,1	61,2	63,4	62,5	61,6	60,8	59,9	59,0	58,1					
50	66,1	65,3	64,4	63,6	62,7	61,8	60,9	60,0	59,1	58,2	57,3	56,3	55,4			
52	65,5	64,7	63,8	62,9	62,0	61,1	60,2	59,3	58,4	57,5	56,5	55,6	54,6	53,7	52,7	
54	65,0	64,1	63,2	62,3	61,4	60,5	59,5	58,6	57,7	56,8	55,8	54,9	53,9	53,0	52,0	51,0
56	64,4	63,5	62,6	61,7	60,8	59,9	58,9	58,0	57,1	56,1	55,2	54,2	53,3	52,3	51,3	50,3
58	63,9	63,0	62,1	61,2	60,2	59,3	58,4	57,4	56,5	55,5	54,6	53,6	52,6	51,7	50,7	49,7
60	63,4	62,5	61,6	60,6	59,7	58,8	57,8	56,9	55,9	55,0	54,0	53,0	52,1	51,1	50,1	49,1
62	63,0	62,1	61,1	60,2	59,2	58,3	57,3	56,4	55,4	54,4	53,5	52,5	51,5	50,5	49,6	48,6
64	62,6	61,6	60,7	59,7	58,8	57,8	56,8	55,9	54,9	53,9	53,0	52,0	51,0	50,0	49,0	48,0
66	62,2	61,2	60,3	59,3	58,4	57,4	56,4	55,5	54,5	53,5	52,5	51,5	50,6	49,6	48,6	47,6
68	61,8	60,9	59,9	58,9	58,0	57,0	56,0	55,1	54,1	53,1	52,1	51,1	50,1	49,2	48,2	47,2
70	61,5	60,5	59,6	58,6	57,6	56,7	55,7	54,7	53,7	52,7	51,7	50,8	49,8	48,8	47,8	46,8



σ - Tafel

$$\operatorname{cotg} \sigma = \sin \varphi \operatorname{tg} \lambda$$

φ	λ 16°	17°	18°	19°	20°	21°	22°	23°	24°	25°	26°	27°	28°	29°	30°
0°	90,0°	90,0°	90,0°	90,0°	90,0°	90,0°	90,0°	90,0°	90,0°	90,0°	90,0°	90,0°			
2	89,4	89,4	89,4	89,3	89,3	89,2	89,2	89,2	89,1	89,1	89,0	89,0			
4	88,9	88,8	88,7	88,6	88,5	88,5	88,4	88,3	88,2	88,1	88,1	88,0			
6	88,3	88,2	88,1	87,9	87,8	87,7	87,6	87,5	87,3	87,2	87,1	87,0			
8	87,7	87,6	87,4	87,3	87,1	86,9	86,8	86,6	86.5	86,3	86,1	85,9			
10	87,1	87,0	86,8	86,6	86,4	86,2	86,0	85,8	85,6	85,4	85,2	84,9			
12	86,6	86,4	86,1	85,9	85,7	85,4	85,2	85,0	84,7	84,5	84,2	84,0	83,7		
14	86,0	85,8	85,5	85,2	85,0	84,7	84,4	84,1	83,9	83,6	83,3	83,0	82,7		
16	85,5	85,2	84,9	84,6	84,3	84,0	83,6	83,3	83,0	82,7	82,3	82,0	81,7		
18	84,9	84,6	84,3	83,9	83,6	83,2	82,9	82,5	82,2	81,8	81,4	81,1	80,7		
20	84,4	84,0	83,7	83,3	82,9	82,5	82,1	81,7	81,3	80,9	80,5	80,1	79,7		
22	83,9	83,5	83,1	82,6	82,2	81,8	81,4	81,0	80,5	80,1	79,6	79,2	78,7	78,3	
24	83,3	82,9	82,5	82,0	81,6	81,1	80,7	80,2	79,7	79,3	78,8	78,3	77,8	77,3	
26	82,8	82,4	81,9	81,4	80,9	80,4	80,0	79,5	79,0	78,4	77,9	77,4	76,9	76,3	75,8
28	82,3	81,8	81,3	80,8	80,3	79,8	79,3	78,7	78,2	77,7	77,1	76,5	76,0	75,4	74,8
30	81,8	81,3	80,8	80,2	79,7	79,1	78,6	78,0	77,5	76,9	76,3	75,7	75,1	74,5	73,9
32	81,4	80,8	80,2	79,7	79,1	78,5	77,9	77,3	76,7	76,1	75,5	74,9	74,3	73,6	73,0
34	80,9	80,3	79,7	79,1	78,5	77,9	77,3	76,6	76,0	75,4	74,7	74,1	73,4	72,8	72,1
36	80,4	79,8	79,2	78,6	77,9	77,3	76,6	76,0	75,3	74,7	74,0	73,3	72,6	72,0	71,3
38	80,0	79,3	78,7	78,0	77,4	76,7	76,0	75,4	74,7	74,0	73,2	72,6	61,9	71.2	70,4
40	79,6	78,9	78,2	77,5	76,8	76,1	75,4	74,7	74,0	73,3	72,6	71,9	71,1	70,4	69,6
42	79,1	78,4	77,7	77,0	76,3	75,6	74,9	74,1	73,4	72,7	71,9	71,2	70,4	69,7	68,9
44	78,7	78,0	77,3	76,5	75,8	75,1	74,3	73,6	72,8	72,1	71,3	70,5	69,7	68,9	68,1
46	78,3	77,6	76,8	76,1	75,3	74,6	73,8	73,0	72,2	71,5	70,7	69,9	69,1	68,3	67,4
48	78,0	77,2	76,4	75,6	74,9	74,1	73,3	72,5	71,7	70,9	70,1	69,3	68,4	67,6	66.8
50	77,6	76,8	76,0	75,2	74,4	73,6	72,8	72,0	71,2	70,3	69,5	68,7	67,8	67,0	66,1
52	77,3	76,5	75,6	74,8	74,0	73,2	72,3	71,5	70,7	69,8	69,0	68,1	67,3	66,4	65,5
54	76,9	76,1	75,3	74,4	73,6	72,7	71,9	71,0	70,2	69,3	68,5	67,6	66,7	65,8	65,0
56	76,6	75,8	74,9	74,1	73,2	72,3	71,5	70,6	69,7	68,9	68,0	67,1	66,2	65,3	64,4
58	76,3	75,5	74,6	73,7	72,8	72,0	71,1	70,2	69,3	68,4	67,5	66,6	65,7	64,8	63,9
60	76,1	75,2	74,3	73,4	72,5	71,6	70,7	69,8	68,9	68,0	67,1	66,2	65,3	64,4	63,4
62	75,8	74,9	74,0	73,1	72,2	71,3	70,4	69,5	68,5	67,6	66,7	65,8	64,9	63,9	63,0
64	75,5	74,6	73,7	72,8	71,9	71,0	70,0	69,1	68,2	67,3	66,3	65,4	64,5	63,5	62,6
66	75,3	74,4	73,5	72,5	71,6	70,7	69,7	68,8	67,9	66,9	66,0	65,0	64,1	63,1	62.2
68	75,1	74,2	73,2	72,3	71,3	70,4	69,5	68,5	67,6	66,6	65,7	64,7	63,8	62,8	61,8
70	74,9	74,0	73,0	72,1	71,1	70,2	69,2	68,3	67,3	66,3	65,4	64,4	63,4	62,5	61,5

φ	λ 46°	47°	48°	49°	50°	51°	52°	53°	54°	55°	56°	57°	58°	59°	60°
30°															
32															
34															
36															
38															
40															
42															
44															
46															
48															
50															
52															
54	50,0														
56	49,4	48,4	47,4												
58	48,7	47,7	46,7	45,7	44,7	43,7									
60	48,1	47,1	46,1	45,1	44,1	43,1	42,1	41,0	40,0						
62	47,6	46,6	45,6	44,6	43,5	42,5	41,5	40,5	39,5	38,4	37,4	36,3			
64	47,0	46,0	45,0	44,0	43,0	42,0	41,0	40,0	39,0	37,9	36,9	35,8	34,8	33,8	32,7
66	46,6	45,6	44,6	43,6	42,6	41,6	40,5	39,5	38,5	37,5	36,4	35,4	34,4	33,3	32,3
68	46,2	45,2	44,2	43,2	42,1	41,1	40,1	39,1	38,1	37,1	36,0	35,0	34,0	32,9	31,9
70	45,8	44,8	43,8	42,8	41,8	40,8	39,8	38,7	37,7	36,7	35,7	34,6	33,6	32,6	31,6

Zieht man rechts die beiden ersten Glieder zusammen und dividiert die Gleichung durch $\sin\lambda$, so folgt

$$cotg\, a = -\frac{\sin(\varphi - \varphi_0)\sec\varphi_0}{\sin\lambda} + \sin\varphi\, \mathrm{tg}\frac{\lambda}{2}$$

Ersetzt man hierin noch den Breitenunterschied $\varphi - \varphi_0$ durch b, so ergibt sich endlich

$$x = y\left(\frac{\sin b \sec\varphi_0}{\sin\lambda} - \sin\varphi\, \mathrm{tg}\frac{\lambda}{2}\right) \qquad (3c)$$

Für kleine Werte von λ verschwindet zunächst in erster Annäherung der zweite Term und im ersten Teil ersetzt sich der sin durch den Winkel selbst, damit nähert sich

$$\frac{x}{y} = cotg\, a_r \text{ dem Grenzwert } \frac{b}{\lambda\cos\varphi_0}$$

wobei der Nenner auch als Abweitung a eingesetzt werden kann, damit wird aber $-cotg\, a_r = \frac{b}{a}$

Der Kartenentwurf ist also in nächster Nähe der Funkbake noch winkeltreu.

Für das weitere Verhalten des Entwurfes ist eine Reihenentwicklung zweckmäßig. Man kann (5) nach λ entwickeln

$$\sin h = \cos\varphi \sin\lambda = \cos\varphi\left(\lambda - \frac{\lambda^3}{6} + \frac{\lambda^5}{120} - \frac{\lambda^7}{5040} + \dots\right)$$

Es ist nun vorteilhaft, als einen Parameter nicht die Länge, sondern die Abweichung $a = \lambda\cos\varphi$ einzuführen; dann wird

$$\sin h = a - \frac{a^3\sec^2\varphi}{6} + \frac{a^5\sec^4\varphi}{120} - \frac{a^7\sec^6\varphi}{5040} + \dots (6)$$

Benutzt man nun die Reihe

$$\mathrm{tg}\, h = \sin h + \frac{1}{2}\sin^3 h + \frac{3}{8}\sin^5 h + \frac{5}{16}\sin^7 h + \frac{35}{128}\sin^9 h + \dots \qquad (7)$$

setzt ferner $\sec^2\varphi = 1 + tg^2\varphi$ und erinnert sich, daß

$$= tag\, a - \frac{1}{3}\mathrm{tg}^3 a + \frac{1}{5}\mathrm{tg}^5 a - \frac{1}{7}\mathrm{tg}^7 a + \dots \qquad (8)$$

so geht endlich y über in

$$y = \mathrm{tg}\, a - \mathrm{tg}^2\varphi\left(\frac{\mathrm{tg}^3 a}{6} + \frac{\mathrm{tg}^5 a}{15} - \frac{\mathrm{tg}^7 a}{35}\right) + \mathrm{tg}^4\varphi\left(\frac{\mathrm{tg}^5 a}{120} + \frac{5\,\mathrm{tg}^7 a}{126}\right) - \mathrm{tg}^6\varphi\frac{\mathrm{tg}^7 a}{5040}$$

oder indem man $y_0 = tg\, a$ einführt

$$y = y_0 - \mathrm{tg}^2\varphi\left(\frac{y_0^3}{6} + \frac{y_0^5}{15} - \frac{y_0^7}{35}\right) + \mathrm{tg}^4\varphi\left(\frac{y_0^5}{120} + \frac{5y_0^7}{126}\right) - \mathrm{tg}^6\varphi\frac{y_0^7}{5040} + \qquad (9)$$

In gleicher Weise läßt sich die Koordinate x entwickeln. Sie besteht nach (3c) aus einem Term, der die Breite der Funkbake enthält, und einem zweiten, der von ihr frei ist. Der erste Term $\frac{y\sin b\sec\varphi_0}{\sin\lambda}$ wird unter Einsetzung aus (3a) und (5) zu $\cos\varphi\sec h\sin b\sec\varphi_0$.

Für den Meridian der Funkbake wird h und $y = 0$, damit verschwindet der zweite Teil von x und der erste geht in den Anfangswert x_0 über, der den Wert hat

$$x_0 = \cos\varphi\sin b\sec\varphi_0 = \tfrac{1}{2}\sin 2\varphi - \cos^2\varphi\, tg\,\varphi_0$$

welch letzteren Ausdruck man bekommt, wenn man wieder $b = \varphi - \varphi_0$ einführt; damit wird aber

$$x - x_0 = x_0(\sec h - 1) - y\sin\varphi\, tg\frac{\lambda}{2}$$

Nun kann man entwickeln

$$\sec h - 1 = \frac{1}{2}\sin^2 h + \frac{3}{8}\sin^4 h + \frac{5}{16}\sin^6 h + \frac{35}{128}\sin^8 h + \dots \qquad (10)$$

dann wird unter Benutzung von (6), Ersetzung von $\sec^2\varphi$ durch $1 + tg^2\varphi$ und bei Benutzung von (8) endlich

$$\sec h - 1 = \frac{1}{2}\cdot y_0^2 - \frac{1}{8}y_0^4 + \frac{1}{16}y_0^6 - \frac{5}{128}y_0^8 + \dots \qquad (11)$$

In ähnlicher Weise entwickelt man den von φ_0 freien Teil von x und erhält schließlich x in der Form

$$x = x_0 - \sin^2\varphi\, tg\,\varphi\,(A - B\, tg^2\varphi + C\, tg^4\varphi - D\, tg^6\varphi) - \cos^2\varphi\, tg\,\varphi_0\,(\alpha - \beta\, tg^2\varphi + \gamma\, tg^4\varphi - \delta\, tg^6\varphi)$$

wobei

$$A = \frac{1}{2}y_0^2$$

$$B = \frac{1}{24}y_0^4 + \frac{1}{15}y_0^6 - \frac{1}{35}y_0^8$$

$$C = \frac{1}{720}y_0^6 + \frac{11}{630}y_0^8$$

$$D = \frac{1}{40320}y_0^8$$

$$\alpha = \frac{1}{2}y_0^2 - \frac{1}{8}y_0^4 + \frac{1}{16}y_0^6 - \frac{5}{128}y_0^8 = \sec a - 1 \qquad (12)$$

$$\beta = \frac{1}{6}y_0^4 - \frac{1}{60}y_0^6 + \frac{1}{1680}y_0^8$$

$$\gamma = \frac{1}{45}y_0^6 + \frac{13}{504}y_0^8$$

$$\delta = \frac{1}{630}y_0^8$$

$$y_0 = tg\, a.$$

Die Formeln (9) und (12) geben also die Koordinaten x, y des gegißten Ortes in der Abhängigkeit von der Abweitung a und der Breite φ sowie der Breite der Funkbake. Dabei ist y nicht einmal von der Funkbake abhängig.

Die Linien $\varphi = \text{const.}$, also die Breitenparallele, werden in dieser Projektion Kurven 4. Ordnung. Die Meßkarte enthält nun nicht die Meridiane $\lambda = \text{const.}$, sondern Linien gleicher Abweitung $a = \text{const.}$ Diese Linien werden in der Projektion nahezu geradlinig, die Breitenparallele haben anfangs parabelförmige Gestalt. Die Pole bilden sich im Projektionsmittelpunkt (Funkbake) ab.

Solche Meßkarten genügen für den Gebrauch innerhalb der in der Schiffahrt gebräuchlichen Breiten für kleine und mittlere Entfernungen. Bei einer Reihenentwicklung bis zur 8. Potenz von y_0 läßt sich die Karte bis auf Entfernungen von 1600 sm von der Funkbake berechnen. Die Winkelver-

zerrung ist im Projektionsmittelpunkt (Funkbake) gering und nimmt gegen die Ränder zu. Da die Karte auf Abweitung a und Breitenunterschied b aufgebaut ist, ist die Streckenverzerrung in der Umgebung der Funkbake fast unabhängig von der Breite.

Dem Hefte sind drei solcher Meßkarten beigegeben*) für $\varphi_0 = 30°$, $40°$ und $50°$, die für alle Entfernungen von der Funkbake unter 1600 sm ausreichen. Aus ihnen läßt sich vermöge der Randteilung um die Funkbake das Azimut des in der Karte aufgesuchten gegißten Ortes entnehmen; der Radiusvektor ergibt, an einer Skala am rechten Rande gemessen, den Faktor f. Obwohl die Intervalle der einzelnen Karten von 10° zu 10° für die Breite der Funkbake ansteigen, lassen sich die Karten trotzdem bequem zum Einschalten für irgendwelche Funkbaken benützen. Denn die Azimute, die man auf zwei benachbarten Karten bestimmt, unterscheiden sich um weniger als 10°. Dieser Unterschied von Karte zu Karte ist weniger abhängig von der Breitendifferenz, so daß sie auf den Linien $a = \text{const.}$ fast dieselben sind. Diese Unterschiede nehmen in mäßigen Grenzen fast nur mit der Abweitung a zu. Die Karten sind für die Entnahme der Größen α_r und f also um so besser geeignet, je näher man der Funkbake ist, doch auch für größere Entfernungen überschreiten sie nicht alles Maß.

Um ein Bild von diesen Unterschieden zu geben, sind in der folgenden Tabelle die Unterschiede zwischen den Azimuten gegeben, die aus den zwei aufeinanderfolgenden Karten für $\varphi_0 = 30°$ und $\varphi_0 = 40°$ sich ergeben:

$b = \varphi - \varphi_0$	a= 200 sm	a= 400 sm	a= 600 sm	a= 800 sm	a= 1000 sm	a= 1200 sm	a= 1400 sm	a= 1600 sm
	0	0	0	0	0	0	0	0
−26	0,6	1,1	1,7	2,2	2,6	3,0	3,3	3,6
−24	0,6	1,2	1,7	2,2	2,6	2,9	3,3	3,6
−22	0,6	1,2	1,8	2,2	2,6	2,9	3,2	3,5
−20	0,6	1,2	1,7	2,2	2,5	2,8	3,2	3,5
−18	0,6	1,2	1,7	2,2	2,5	2,8	3,1	3,4
−16	0,6	1,2	1,7	2,1	2,4	2,7	3,1	3,3
−14	0,7	1,2	1,7	2,1	2,4	2,7	3,0	3,3
−12	0,7	1,2	1,6	2,0	2,4	2,6	2,9	3,2
−10	0,7	1,2	1,6	1,9	2,3	2,6	2,9	3,2
−8	0,7	1,2	1,5	1,8	2,2	2,5	2,9	3,2
−6	0,6	1,1	1,4	1,7	2,1	2,5	2,9	3,2
−4	0,6	1,0	1,4	1,7	2,1	2,5	2,9	3,3
−2	0,5	0,9	1,3	1,7	2,1	2,5	3,0	3,4
0	0,4	0,9	1,3	1,7	2,2	2,6	3,1	3,6
+2	0,6	1,0	1,5	1,9	2,4	2,8	3,3	3,8
+4	0,8	1,2	1,7	2,2	2,6	3,1	3,6	4,1
+6	1,0	1,5	2,0	2,5	3,0	3,5	4,0	4,5
+8	1,0	1,7	2,3	2,8	3,3	3,9	4,4	5,0
+10	1,1	2,0	2,6	3,2	3,8	4,3	4,9	5,5
+12	1,2	2,2	3,0	3,6	4,3	4,9	5,5	6,2
+14	1,4	2,5	3,4	4,1	4,8	5,5	6,2	7,0
+16	1,5	2,7	3,8	4,7	5,5	6,3	7,0	7,7
+18	1,6	3,0	4,2	5,2	6,2	7,1	8,0	8,9
+20	1,8	3,4	4,8	6,0	7,1	8,1	9,1	
+22	2,0	3,5	5,4	6,8	8,1	9,2		
+24	2,2	4,3	6,1	7,7	9,2			
+26	2,5	4,9	7,0	8,9				

Diese Unterschiede variieren auch von Karte zu Karte nur in sehr geringem Maße. In den folgenden Tabellen sind zwei Querschnitte gegeben, einmal für $a = \text{const.} = 1000$ sm, einmal für $b = \text{const.} = -20°$. Die Eingänge 0° — 10° etc. bedeuten dabei die Unterschiede der Azimute zwischen den Azimuten auf der $\varphi_0 = 0°$ Meßkarte und der $\varphi_0 = 10°$ Meßkarte. Die geringfügigen Aende-

b $= \varphi - \varphi_0$	a = 1000 sm 0°—10°	10°—20°	20°—30°	30°—40°	40°—50°	50°—60°
				0	0	0
−26	2,8	2,6	2,7	2,8	2,9	3,4
−24	2,7	2,5	2,5	2,6	2,9	3,4
−22	2,6	2,4	2,6	2,6	2,9	3,5
−20	2,6	2,3	2,4	2,5	2,9	3,5
−18	2,5	2,3	2,3	2,5	2,9	3,6
−16	2,4	2,2	2,2	2,4	2,9	3,6
−14	2,2	2,1	2,2	2,4	2,8	3,7
−12	2,1	2,0	2,1	2,4	2,7	3,7
−10	2,0	1,9	2,0	2,3	2,7	3,7
−8	1,9	1,8	1,9	2,2	2,7	3,7
−6	1,7	1,7	1,9	2,1	2,7	3,8
−4	1,6	1,6	1,8	2,1	2,7	3,9
−2	1,5	1,6	1,8	2,1	2,8	4,1
0	1,5	1,6	1,8	2,2	3,0	4,5
+2	1,5	1,6	1,9	2,4	3,3	5,2
+4	1,5	1,7	2,1	2,6	3,7	6,1
+6	1,6	1,9	2,2	3,0	4,3	7,4
+8	1,7	2,1	2,5	3,3	5,0	9,0
+10	1,9	2,3	2,8	3,8	5,8	
+12	2,0	2,5	3,1	4,3	6,8	
+14	2,2	2,7	3,4	4,8	8,0	
+16	2,3	2,9	3,8	5,5	9,3	
+18	2,5	3,2	4,2	6,2		
+20	2,6	3,5	4,6	7,1		
+22	2,8	3,7	5,1	8,1		
+24	3,0	4,0	5,7	9,2		
+26	3,2	4,4	6,3			

b = — 20°

	a=200	a=400	a=600	a=800	a=1000	a=1200	a=1400	a=1600
0°—10°	0,6	1,2	1,7	2,1	2,5	2,8	3,1	3,5
10°—20°	0,6	1,2	1,6	2,0	2,3	2,7	3,0	3,3
20°—30°	0,6	1,2	1,6	2,0	2,4	2,7	3,0	3,2
30°—40°	0,6	1,2	1,7	2,2	2,5	2,8	3,2	3,5
40°—50°	0,7	1,4	1,9	2,5	2,9	3,3	3,6	3,9
50°—60°	0,9	1,7	2,4	3,0	3,5	4,0	4,4	4,8

rungen dieser Unterschiede von Karte zu Karte geben die Möglichkeit, zwischen den aus den Karten zu entnehmenden Werten l i n e a r einzuschalten, ohne einen wesentlichen Fehler zu begehen. Da, wo diese Aenderungen etwas stärker ausfallen, das ist auf höheren Breiten, verbürgt die Kleinheit des Faktors f, daß dieser Fehler bei der Anwendung dieser Methode nicht so sehr ins Gewicht fällt. Damit wird auch die Größe $p = \Delta\alpha \cdot f$ innerhalb der Fehlergrenzen gehalten, die auch die unausbleiblichen Beobachtungsfehler aufweisen.

Der Gang der Rechnung wird sich also folgendermaßen gestalten: Ist die Breite der Funkbake z. B. $\varphi = 46°$, so sucht man in den Meßkarten für $\varphi_0 = 40°$ und $\varphi_0 = 50°$ den gegißten Ort mit Hilfe von $b = \varphi - \varphi_0$ und $a = \lambda \cos\varphi$ auf. Verbindet man diesen gegißten Ort mit dem Kartenmittelpunkt (Funkbake), so erhält man auf der Randteilung die Azimute α_{40} und α_{50}, ferner aus den Radienvektoren vom gegißten Ort nach der Funkbake mit Hilfe des seitlich an-

*) am Schluß dieser Arbeit.

gebrachten f-Maßstabes die Werte f_{40} und f_{50}, dann ist das Azimut für die Funkbake auf $\varphi_0 = 46^\circ$

$$a_{46} = a_{40} + \frac{(a_{40} - a_{50})\,6}{10} \text{ oder} = a_{50} - \frac{(a_{40} - a_{50})\,4}{10}$$

entsprechend

$$f_{46} = f_{40} + \frac{(f_{40} - f_{50})\,6}{10} \text{ oder} = f_{50} - \frac{(f_{40} - f_{50})\,4}{10}$$

Die Berechnung von b und a ist dem Nautiker z. B. aus der Kopplungsaufgabe ohne weiteres geläufig.

Karten für 10° Intervalle der Breiten der Funkbaken genügen, um die Azimutgleichen aller Funkstationen durch eine einfache Einschaltung in der Zeichnung niederzulegen. Für neu eingerichtete Baken ist also keine neue Berechnung durchzuführen.

Die Methode mit Hilfe der Meßkarten möge noch an zwei Rechenbeispielen erläutert werden:

1. Auf etwa $\varphi = 40^\circ\,36'$ N und $\lambda = 20^\circ\,23'$ W peilt man Lafayette ($\varphi_0 = 44^\circ\,42',8$ N, $\lambda = 0^\circ\,48',3$ W) im Azimut 68°,8. Welches ist die Standlinie (Azimutgleiche)?

Man bildet zunächst Breitenunterschied b und Abweitung a zwischen Funkbake und gegißtem Ort, indem man den Längenunterschied l der beiden Orte mit Hilfe der Breite des gegißten Ortes nach der Formel $a = l \cos \varphi$ oder nach einer der bekannten Tafeln in Abweitung verwandelt. Man findet so $b = -4^\circ\,6',8$ und $a = 892$ sm.

Mit diesen beiden Werten sucht man in den benachbarten Meßkarten für $\varphi_0 = 40^\circ$ und $\varphi_0 = 50^\circ$ (da die Funkbake mit $\varphi_0 = 44^\circ\,42',8$ N zwischen beiden liegt) den gegißten Ort auf.

Aus der Meßkarte 40° findet man so, indem man den gegißten Ort mit dem Funkort verbindet, auf dem Randmaßstab das Azimut 68°,6 und mit dem f-Maßstab als Entfernung zwischen gegißtem Ort und Funkbake die Zahl 17,0. Aus der Karte $\varphi_0 = 50^\circ$ gehen in gleicher Weise die Zahlen 66°,2 und 17,2 hervor. Der Einschaltwert für das Azimut ergibt sich dann aus der Verhältnisgleichung
$x : (68{,}6 - 66{,}2) = 4^\circ{,}7 : 10^\circ$, daraus $x = 2^\circ{,}4 \cdot 0{,}47 = 1^\circ{,}1$, damit ist das berechnete Azimut $a_r = 68^\circ{,}6 - 1^\circ{,}1 = \mathbf{67^\circ{,}5}$. Desgleichen ergibt sich für f der Einschaltwert aus der Gleichung

$$x : (17{,}0 - 17{,}2) = 4^\circ{,}7 : 10^\circ;\ \text{daraus } x = 0{,}2 \cdot 0{,}47 = 0{,}1$$
$$\text{also } f = 17{,}0 + 0{,}1 = \mathbf{17{,}1}.$$

Der Azimutunterschied zwischen berechnetem Azimut $a_r = 67^\circ{,}5$ und beobachtetem Azimut $a_0 = 68^\circ{,}8$ ist $\Delta a = +1^\circ{,}3$. Dies multipliziert mit $f = 17{,}1$ gibt den Abstand p des gegißten Ortes von der Standlinie zu $p = \Delta a \cdot f = +1{,}3 \cdot 17{,}1 = +22{,}2$ sm. Aus der σ-Tafel findet sich endlich mit $\varphi = 40^\circ{,}6$ und $l = 19^\circ{,}6$ der Hilfwinkel $\sigma = 76^\circ{,}9$, damit die Richtung $\varrho = a_0 - \sigma = 68^\circ{,}8 - 76{,}9 = -8^\circ{,}1$. Dies bedeutet, daß man in der Richtung N 8° W den Abstand $p = +22$ sm aufzutragen hat, um den Leitpunkt und senkrecht dazu die Standlinie zu erhalten.

Das Rechenschema sieht dann folgendermaßen aus:

Funkbake: $\varphi_0 = 44^\circ\,42',8$ N $\quad \lambda_0 = 0^\circ\,48',3$ W
Gegißter Ort: $\varphi = 40^\circ\,36'$ N $\quad \lambda = 20^\circ\,23'$ W
$b = 4^\circ\,6',8$ S $\quad l = 19^\circ\,34',7$ W $\quad a = 892$ sm

Die Meßkarte ergibt:
für $\varphi_0 = 40^\circ$: Azimut $= 68^\circ{,}6 \quad f = 17{,}0$
für $\varphi_0 = 50^\circ$: Azimut $= 66^\circ{,}2 \quad f = 17{,}2$
für $4^\circ{,}7$: $\quad -2^\circ{,}4 \cdot 0{,}47 \quad +0{,}2 \cdot 0{,}47$
$\quad = -1^\circ{,}1 \quad = +0{,}1$
für $\varphi_0 = 44^\circ{,}7$: ber. Azimut $a = 67^\circ{,}5 \quad f = 17{,}1$
beob. Azimut $a_0 = 68^\circ{,}8$
$\Delta a = +1^\circ{,}3$
$\underline{p} = +1{,}3 \cdot 17{,}1 = +\underline{22{,}2 \text{ sm}}$

$a_0 = 68^\circ{,}8$
σ-Tafel: $\sigma = -76^\circ{,}9$
$\underline{\varrho} = -\underline{8^\circ{,}1}$

Mit ϱ und p kann die Azimutgleiche gezeichnet werden.

2. Beispiel: Man peilt auf $\varphi = 35^\circ\,45'$ W, $\lambda = 42^\circ\,36'$ W San Juan de Portorico ($\varphi_0 = 18^\circ\,28',0$ N $\lambda_0 = 66^\circ\,5',7$ W) im Azimut N 122°,8 W.

Funkbake $\varphi_0 = 18^\circ\,28',0$ N $\quad \lambda_0 = 66^\circ\,5',7$ W
Gegißter Ort $\varphi = 35^\circ\,45',0$ N $\quad \lambda = 42^\circ\,36',0$ W
$b = 17^\circ\,17'$ N $\quad l = 23^\circ\,29',7$ O $\quad a = 1410$ sm

$\varphi = 10^\circ$: Azimut $= 126^\circ{,}4 \quad f = 25{,}6$
$\varphi = 20^\circ$: Azimut $= 123^\circ{,}4 \quad f = 24{,}4$
$\quad 3^\circ{,}4 \quad 1{,}2$

Einschaltwert für $8^\circ{,}5 = 3{,}4^\circ \cdot 0{,}85 = 2^\circ{,}9$ und $1{,}2 \cdot 0{,}85 = 1{,}0$.
$\varphi_0 = 18^\circ{,}5$: ber. Azimut $= 123^\circ{,}5 \quad f = 24{,}6$
beob. Azimut $= 122^\circ{,}8$
beob. Azimut $= 122^\circ{,}8$ $\quad$ σ-Tafel: $\sigma = -75^\circ{,}8$
$\Delta a = -0^\circ{,}7$ $\quad$ $\underline{\varrho} = \underline{+47^\circ{,}0}$
$\underline{p} = -0{,}7 \cdot 24{,}6 = \underline{-17{,}2 \text{ sm}}$

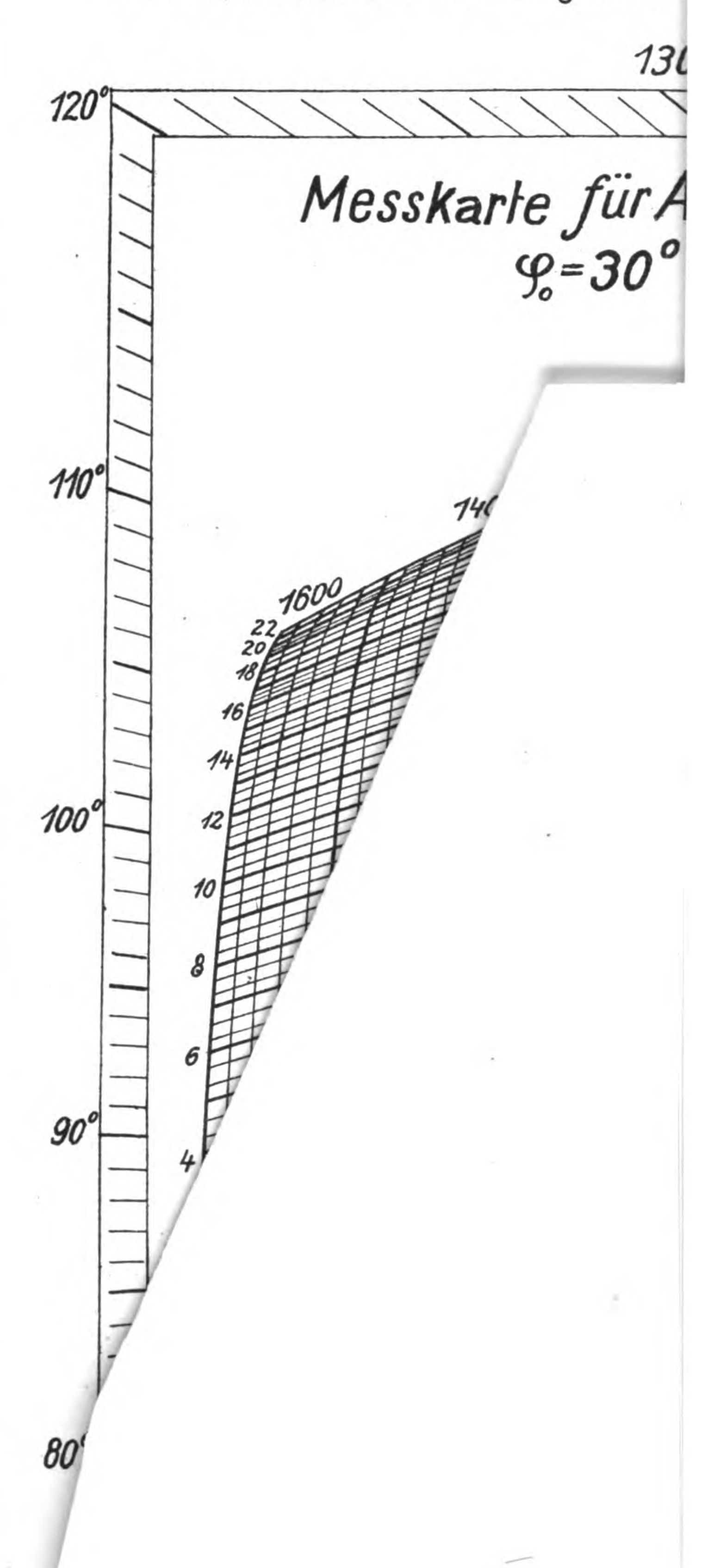
Solche Meßkarten für die Breiten $\varphi_0 = 0^\circ$, 10°, 20°, 30°, 40°, 50° 60° sind im Verlage von M. Krayn, Berlin W. 10, erschienen.

Zusammenfassung.

Im Hauptteil der Arbeit werden die Grundlagen einer gegenazimutalen Karte auseinandergesetzt, aus der es möglich ist, einfache Werte für die Zeichnung der Azimutgleiche als Standlinie zu entnehmen, so daß mit dieser Methode leicht eine Funkortung aus Bordpeilungen zweier beliebiger Funkstationen vorgenommen werden kann. Der Arbeit sind drei solcher Karten beigelegt. Eine einfache Einschaltarbeit gestattet, sie für jede Funkstation zu benutzen.

(Eingegangen am 8. 7. 1926.)

Immler, Meßkarte für Azimutgleichen





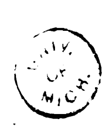
Immler, Meßkarte für Azimutgleiche

12

110°

Messkarte für

$\varphi_o = 50^o$



Referate.

St. Ballantine. Strahlungswiderstand einer vertikalen Antenne. (Discussion on radiation resistance of a vertical antenna.) Bemerkung zu der Arbeit von **Levin** und **Young.** Proc. Inst. Radio Eng. **15,** 245—247, ref. ds. Jahrb. **29,** S. 198, 1927.

Der Verfasser weist auf seine früher (Proc. Inst. Radio Eng. **12,** 823, 1924, ref. ds. Jahrb. **26,** 17, 1925) entwickelten Formeln hin, aus denen sich die Resultate von Levin und Young in sehr viel einfacherer Weise ergeben haben würden, als aus dem von den Verfassern angewandten Verfahren. Diese Formeln sind für die ungeraden *n*-te Harmonischen

$$R_0 = 15\, S_1\,(2\,\pi\, n)\ \text{Ohm}$$

worin R_0 der Strahlungswiderstand, bezogen auf den Strom am Fuß der Antenne und

$$S_1\,(x) \approx \log\text{nat}\, x + 0.5772 - \frac{1}{x^2} + \frac{6}{x^4} - \ldots$$

ist. Daraus ergibt sich für die ungeraden Harmonischen, mit Ausnahme der ersten, mit guter Annäherung

$$R_0 = 15\,(\log\text{nat}\, n + 2{,}416)\ \text{Ohm}$$

Bei geraden Harmonischen gilt für den auf den Strom im Strombauch der Antenne bezogenen Strahlungswiderstand

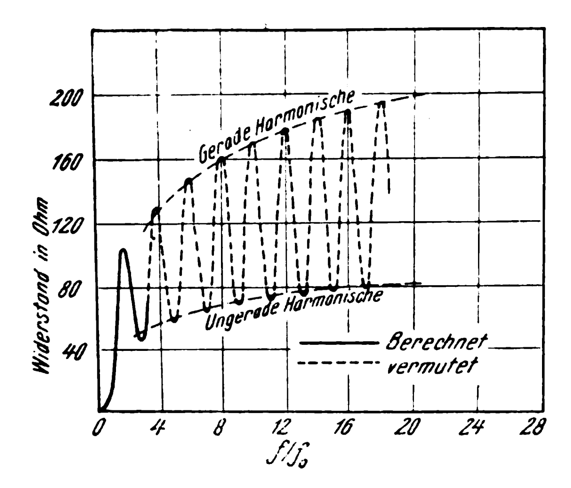
$$R = 60\left[S_1\,(\pi\, n) - \frac{1}{4}\,S_1\,(2\,\pi\, n)\right]\ \text{Ohm}$$

$$\approx 45\left[\log\text{nat}\, n + 1{,}491 + \frac{5}{4}\,\frac{1}{(\pi\, n)^2}\right]$$

Daraus folgt

$$R \approx 45\,[\log\text{nat}\, n + 1{,}491]\ \text{Ohm}.$$

Die nebenstehende Kurve ergibt die berechneten Werte. Abszissen sind die Werte von $f : f_0$, worin f die Betriebsfrequenz, f_0 die Eigenfrequenz der Antenne, z. B. $f/f_0 = 3$ den Fall bedeutet, in dem die Antenne in ihrer dritten Harmonischen schwingt. Die ausgezogenen Teile der Kurve und die Werte für ganze Zahlen von $f : f_0$ (Harmonische) sind tatsächlich berechnet, der gestrichelte Teil der Kurve vermutet.



J. Zenneck.

H. M. Macdonald. Die Intensität der Strahlung eines elektrischen Oszillators, wenn die elektrischen Konstanten des Mediums in der Nähe desselben verschieden sind, von denjenigen in größerer Entfernung. (The intensity of the radiation from a source of electric waves when the electric constants of the medium in the neighbourhood of the source are different from the electric constants at a distance from it.) Proc. Roy. Soc. A **114,** 367—375, 1927.

Die Frage ist folgende. Ein einfacher Oszillator befindet sich nahe bei einer vollkommen leitenden Oberfläche, seine Achse senkrecht zu derselben. Der Raum um den Oszillator besitzt die Dielektrizitätskonstante K und die Permeabilität μ. Die Dimensionen dieses Raumes und der Abstand des Oszillators von der Oberfläche desselben seien groß gegen die Wellenlänge der Schwingungen. Außerhalb des Raumes seien die Konstanten K' bzw. μ'. Wie ist in diesem Fall die Amplitude der Wellen im äußeren Raum K' μ' im Verhältnis zu der Amplitude, die man erhalten würde, wenn überall dasselbe Medium (K, μ) vorhanden wäre? Voraussetzung ist, daß die Schwingungen des Oszillators in beiden Fällen dieselben sind.

Das Ergebnis der theoretischen, sehr allgemein gehaltenen Untersuchung — es werden über die Oberfläche des Raumes um den Oszillator keinerlei Annahmen gemacht — ist, daß die Amplitude im Fall des Zweifach-Mediums zu derjenigen im Fall des homogenen in einem Verhältnis steht, das zwischen $\sqrt{\sigma/\sigma'}$ und $\sqrt{\sigma'/\sigma}$ liegt, wobei $\sigma' = \sqrt{K/\mu}$ und $\sigma' = \sqrt{K'/\mu'}$ gesetzt ist. Daraus folgt, daß in der drahtlosen Telegraphie die Amplitude der Wellen in größerer Entfernung von der Antenne dadurch nicht merklich beeinflußt wird, daß die Dielektrizitätskonstante in einiger Entfernung von der Erdoberfläche abweicht von derjenigen an der Erdoberfläche.

J. Zenneck.

H. P. Miller jun. (Federal Tel. Co., Palo Alto, Ca.) Die Isolation eines abgespannten Mastes. (The insulation of a guyed mast.) Proc. Inst. Radio Eng. **15,** 225—243, 1927.

Der Gedanke bei der Arbeit ist im wesentlichen der folgende. Da die Isolation des Mastes und ebenso jeder Isolator in den Abspanndrähten eine Komplikation bedeutet, so wird man den Mast nur isolieren, wo es unbedingt notwendig ist und die Zahl der Isolatoren in den Abspannungen möglichst verringern. Um beurteilen zu können, ob eine Isolation des Mastes bzw. ein Isolator an einer bestimmten Stelle der Abspanndrähte notwendig ist, wird experimentell untersucht, ob die Spannung, die zwischen Mast und Erde bzw. zwischen den Polen eines Isolators in den Abspanndrähten auftritt, genügend hoch ist, um an der betreffenden Stelle einen Isolator zu rechtfertigen. Ist sie das nicht, so kann die Isolation an der betreffenden Stelle wegfallen. Ist sie aber so hoch, daß ein einzelner Isolator ungenügend erscheint, so ist die Anzahl der Isolatoren zu vermehren.

Bei der experimentellen Untersuchung wurde eine Modellantenne (Maßstab 1:50) verwendet. Die Spannungen wurden durch eine Funkenstrecke mit kugelförmigen Elektroden gemessen. Dabei wurde die Antenne auf eine bestimmte Spannung geladen, anfänglich mit einem Hochfrequenzstrom von 35000/sec, dann, da der Überschlag an der Funkenstrecke unregelmäßig war, mit einem Niederfrequenzstrom der Frequenz 60/sec, so daß also merklich die statische Spannungsverteilung gemessen wurde.

Die Anordnung der Antenne, die bei den Versuchen benutzt wurde, ist aus Fig. 1 in Horizontalprojektion zu ersehen. *A*, *B*, *C*, *D*, *E* und *F* sind die 6 Masten. Die Linien *E W* und *N S* geben die Vertikalebenen an, in der erdeten Mast, in Fig. 4 für einen isolierten. Bei Fig. 3 und 4 ist angenommen, daß je ein Isolator sich am oberen und unteren Ende der Abspanndrähte befindet, während in Fig. 5 in den Abspanndrähten, bei denen in Fig. 3 sehr

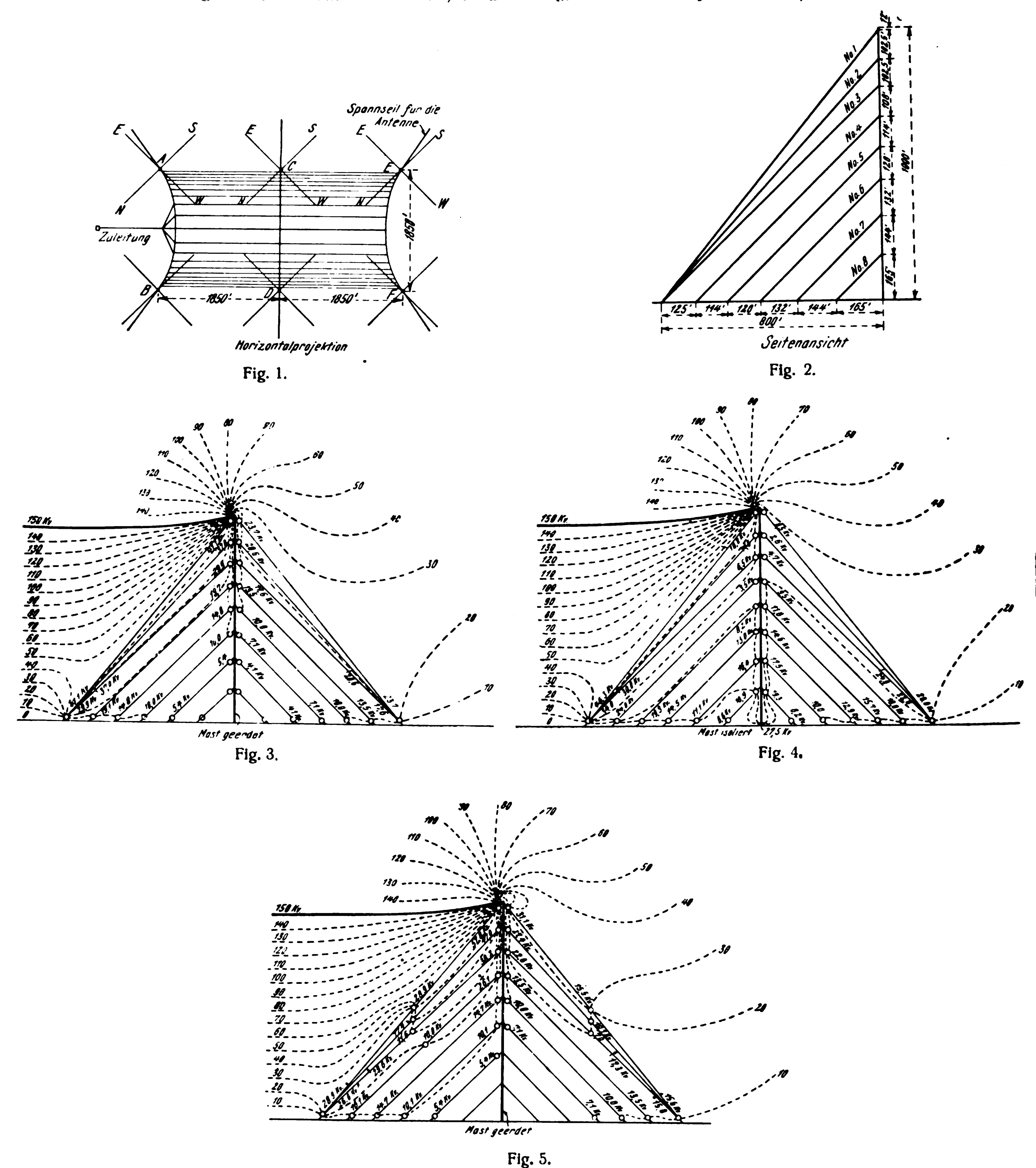


Fig. 1.

Fig. 2.

Fig. 3.

Fig. 4.

Fig. 5.

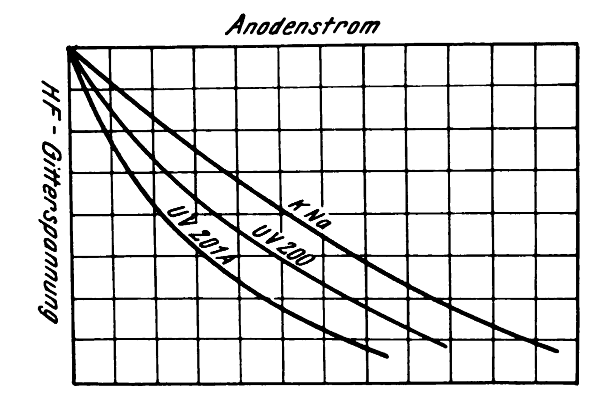
die Abspannungen lagen. Die Art der Abspannung ist in Fig. 2 dargestellt. Die Ergebnisse, und zwar für die Abspannung in der Ebene *N C S* sind in den Fig. 3, 4 und 5 wiedergegeben, und zwar in Fig. 3 und 5 für einen gehohe Spannungen auftreten, noch je ein Zwischenisolator angebracht ist. In allen Figuren sind die unmittelbar gemessenen Spannungen auf eine Antennenspannung von 150 kV umgerechnet.

J. Zenneck.

H. A. Brown und **Ch. T. Knipp** (Universität von Illinois). Verhalten von Detektorröhren mit Alkalidampf. (Behavior of alkali vapor detector tubes.) Proc. Inst. Radio Eng. **15,** 49—55, 1927.

In die Röhren, die eine Glühkatode von Wolfram besitzen, wird eine Legierung von *K* und *Na* im Verhältnis ihrer Atomgewichte bei einer Temperatur von 250° (Ölbad) hineindestilliert. Solche Röhren verändern unmittelbar nach dem Einschalten ihre Eigenschaften sehr stark, bis die Temperaturen verhältnismäßig konstant geworden sind, und zwar beträgt dann die Temperatur der Glaswand etwa 40° (Heizstrom 0,7—1 Amp.). Bei starken Zeichen ist die günstigste Anodenspannung etwa 40—50 Volt, bei schwachen etwa 10—20 Volt.

Bei diesem Betrieb geben sie unter sonst gleichen Umständen kräftigere Zeichen, als die meisten bekannten Detektorröhren; vor der Röhre $UX-200-A$, die ihnen in der Detektorwirkung nahe kommt, zeichnen sie sich dadurch aus, daß sie dieselbe Wirkung bei niedrigerer Anodenspannung liefern. Den Röhren wird außerdem große Lebensdauer und geringe Empfindlichkeit gegen Änderungen in der Anoden- oder Heizspannung nachgerühmt, ebenso geringe Verzerrungen. Das letztere ist eine Folge davon, daß die Kurve, die den Anoden-Gleich- oder niederfrequenten Wechselstrom in seiner Abhängigkeit von der hochfrequenten Gitterwechselspannung darstellt, sich mehr einer Geraden nähert, als dies bei anderen Detektorröhren der Fall ist. Die nebenstehende Figur



zeigt diese Kurve einmal für die Röhren mit *K-Na*-Dampf und dann für zwei andere, in Amerika viel gebrauchte Detektorröhren. J. Zenneck.

Eine Röhre mit indirekt geheizter Kathode.

Im Electrician **98,** 118, 1927 ist unter dem Namen „Marconi-Osram K. L. 1. Valve" eine Röhre beschrieben, die eine Heizung der Kathode durch Wechselstrom gestatten soll, ohne daß man das Brummen des Wechselstroms hört, wie es bei der Wechselstromheizung der Röhren mit gewöhnlichem Glühfaden der Fall ist. Die Kathode der Röhre besteht aus einem Metall von hohem Emissionsvermögen und hat die Form eines Zylinders, in dessen Inneren sich das Heizelement befindet, ohne daß es mit der Kathode verbunden ist. Dieses Heizelement wird mit dem genügend heruntertranformierten Wechselstrom der Zentrale beschickt und heizt dann durch Strahlung die Kathode.

Da die Oberfläche der Kathode sehr viel größer ist, als bei den gewöhnlichen, aus einem Draht bestehenden Glühkathoden, so wird der innere Widerstand der Röhre verhältnismäßig klein, die Verstärkung, die sich ohne Verzerrung erreichen läßt, verhältnismäßig groß. Die Konstanten der Röhre sind folgende:

Spannung für den Heizstrom 3,5 Volt,
Heizstrom 2,0 Amp.,
Anodenspannung 100 Volt maximal,
Verstärkungsfaktor 7,5 (d. h. Durchgriff 13,3%),
Innerer Widerstand 5500 Ohm,
Steilheit 1,36 mA/Volt.

J. Zenneck.

E. L. Chaffee und **G. H. Browning** (Cruft Laboratory, Harvard University). Eine theoretische und experimentelle Untersuchung der Detektorwirkung bei schwachen Zeichen. (A theoretical and experimental investigation of detection for small signals.) Proc. Inst. Radio Eng. **15,** 113—153, 1927.

In der Einleitung besprechen die Verfasser die Literatur über die Theorie der Detektorwirkung, ohne, wie es scheint, die erste und grundlegende Arbeit von H. Brandes, E. T. Z. **27,** 1015, 1906 zu kennen.

Das Verfahren der theoretischen Behandlung besteht darin, daß die Gleichung für die Charakteristik der Detektoranordnung vorgegeben, in der Nähe des Arbeitspunktes durch eine Reihenentwicklung ersetzt und daß in dieser Reihenentwicklung die ersten zwei Glieder beibehalten werden. Geometrisch kommt dies darauf hinaus, daß man die Kurve im Arbeitspunkt durch den Krümmungskreis ersetzt. Dadurch wird die Gültigkeit der Überlegungen auf sehr schwache Zeichen beschränkt, deren Amplitude um so geringer sein muß, je stärker die Krümmung der Charakteristik im Arbeitspunkt ist. In anderer Beziehung ist die Untersuchung sehr vollständig. Sie berücksichtigt insbesondere den Fall, daß die in Betracht kommenden Stromkreise außer dem Detektor eine beliebige Impedanz enthalten.

Durchgeführt werden folgende Fälle:

I. Theorie des gewöhnlichen, zweipoligen Detektors (z. B. Kristall-Detektors):

A) Unmodulierte Wellen, Detektorkreis ohne und mit Impedanz (außer derjenigen des Detektors).

B) Modulierte Wellen.
 1. Impedanz im Detektorkreis stellt bei der Modulationsfrequenz einen Ohmschen Widerstand dar.
 2. Impedanz im Detektorkreis kein reiner Widerstand für die Modulationsfrequenz.

II. Theorie der Detektorröhre.

Nach Ableitung der allgemeinen Beziehungen für unmodulierte und modulierte Wellen werden folgende Fälle besonders behandelt.

1. Einfache Anodengleichrichtung (keine Hochfrequenz-Impedanz im Anodenkreis und keine Niederfrequenz-Impedanz im Gitterkreis).
2. Anodengleichrichtung mit einer Hochfrequenzinduktanz im Anodenkreis.
3. Einfache Gittergleichrichtung (Gitterkondensator mit Ableitung, im Anodenkreis keine Hochfrequenzimpedanz).
4. Gittergleichrichtung mit einer Hochfrequenzinduktanz im Anodenkreis.

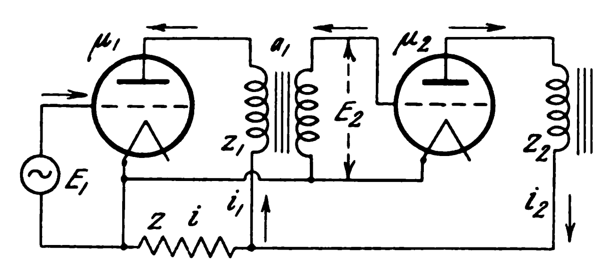
III. Experimentelle Bestimmung der Detektorwirkung und Prüfung der Theorie.

Zuerst wird hier eine Versuchsanordnung angegeben, die es ermöglicht, die Detektorwirkung bei modulierten Wellen durch eine Nullmethode zu bestimmen. Dann wird

mit dieser Anordnung eine Anzahl von Messungen gemacht, deren Ergebnisse mit der entwickelten Theorie gut übereinstimmen, soweit sie damit überhaupt vergleichbar sind. J. Zenneck.

J. E. Anderson. Der Einfluß einer gemeinsamen Impedanz in den Anodenkreisen von Verstärkern. (Influence on the amplification of a common impedance in the plate circuits of amplifiers.) Proc. Inst. Radio Eng. **15**, 195—212, 1927.

Mehrfach-Verstärker enthalten im allgemeinen irgendeinen Teil, der den Anodenkreisen der verschiedenen Röhren gemeinsam ist und damit eine Kopplung zwischen den einzelnen Kreisen verursacht. Das trifft z. B. zu bei der Anodenbatterie, die gewöhnlich für alle Röhren des Verstärkers gemeinsam ist, besonders dann, wenn sie aus einer ziemlich verbrauchten Trockenbatterie mit verhältnismäßig großem Widerstand besteht. Dies trifft in noch erhöhtem Maße zu, wenn die gemeinsame Anodenspannung durch irgendeine Gleichrichteranordnung geliefert wird.



Der Zweck der Arbeit ist, den Einfluß eines solchen gemeinsamen Teils auf die Verstärkung und eine eventl. Selbsterregung zu untersuchen. In welcher Weise das geschieht, mag das einfache Beispiel der nebenstehenden Figur zeigen. Definiert man als die Verstärkung M der Anordnung den Ausdruck

$$M = \frac{Z_2\, i_2}{E_1},$$

so findet man durch die Aufstellung der Stromgleichungen für das System

$$M = \frac{\mu_1\, Z_2\,(a\,\mu_2\, Z_1 + Z)}{z_1\, z_2 + Z\,(z_1 + z_2 - a\,\mu_2\, Z_1)},$$

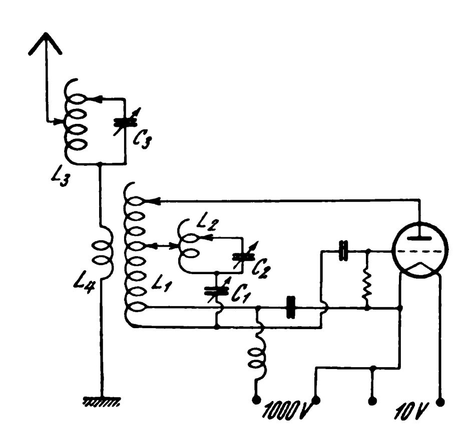
worin $Z_1\, Z_2$ die aus der Figur ersichtlichen Bedeutungen und a das Übersetzungsverhältnis des Transformators, $\mu_1\, \mu_2$ die Verstärkungsfaktoren der beiden Röhren und $z_1\, z_2$ die Impedanzen der beiden Anodenkreise mit Ausschluß des gemeinsamen Teils Z bezeichnen. Dabei sind sämtliche Impedanzen im allgemeinen komplexe Größen.

Dieser Ausdruck für M wird nun in seiner Abhängigkeit von der gemeinsamen Impedanz Z erörtert und insbesondere der Fall behandelt, in dem der Nenner = 0, $M = \infty$ wird, und damit Selbsterregung eintreten kann.

In dieser Weise behandelt der Verfasser den Zweiröhren-Verstärker mit Widerstands- und Transformatorkoppelung, ebenso den Drei- und Vierfachverstärker und bespricht am Schluß die Methoden, um die Selbsterregung der Verstärker möglichst zu vermeiden. J. Zenneck.

H. J. Walls (Bureau of standards). Röhrengenerator für die gleichzeitige Erzeugung einer Grundschwingung und einer Harmonischen. (Simultaneous production of a fundamental and a harmonic in a tube generator.) Proc. Inst. of Radio Eng. **15**, 37 — 39, 1927.

Die Anordnung ist diejenige der nebenstehenden Figur. Der Kreis, der die Frequenz der Grundschwingung be-



stimmt, ist $C_1 L_1$, der Kreis für die Harmonische $C_2 L_2$. Maßgebend für die Koppelung zwischen den beiden Kreisen und auch für die Rückkoppelung des Kreises $C_2 L_2$ ist der Teil von L_2, der den Kreisen $L_1 C_1$ und $L_2 C_2$ gemeinsam ist. Die Antenne, die ebenfalls ein gekoppeltes System darstellt, ist so dimensioniert, daß ihre Reaktanz sowohl für die Grundfrequenz als für die gewünschte Harmonische Null ist. Als Beispiel für die Frequenzen, mit denen Versuche gemacht wurden, sind in der Arbeit angegeben die Grundschwingung $f = 5 \cdot 10^5$/sec und ihre Harmonische $10 f = 5 \cdot 10^6$/sec, ebenso bei anderen Versuchen $f = 2{,}5 \cdot 10^6$/sec und die Harmonische $5\,f = 12{,}5 \cdot 10^6$/sec.

Als Anwendungsgebiet wird die Verwendung für Relais-Rundfunksender und die Eichung von Wellenmessern angegeben.

In der Einleitung bemerkt der Verfasser, daß die Versuche, zwei voneinander unabhängige Frequenzen, von denen also nicht die eine die Harmonische der andern ist, mit einem Röhrengenerator gleichzeitig zu erzeugen, zu keinem befriedigendem Ergebnis geführt haben.

J. Zenneck.

Th. A. Smith und **G. Rodwin.** Automatische Registrierung von Schwunderscheinungen. (An automatic fading recorder.) (Aus der technischen und Prüfungsabteilung der Radio Corporation.) Proc. Inst. Radio Eng. **15**, 41—47, 1927.

Die Absicht bei der Anordnung ist die, für die Registrierung der Intensitätsschwankungen (Schwunderscheinungen) ein gewöhnliches technisches Registrierinstrument und nicht etwa einen empfindlichen Oszillographen verwenden zu können. Die Ausführung kommt darauf hinaus, die Verstärkung im Empfänger so weit zu treiben, daß die Verwendung von verhältnismäßig unempfindlichen Registrierinstrumenten möglich wird. Die Anordnung ist im übrigen prinzipiell die folgende.

Die Hochfrequenzschwingungen in der Empfangsantenne werden durch einen Hochfrequenzverstärker verstärkt und durch einen Summer von der Frequenz 1000/sec moduliert. Die weitere Stufe ist dann im wesentlichen ein Zwischenfrequenzverstärker, bei dem im Anodenkreis der zweiten Detektorröhre ein auf die Frequenz 1000/sec abgestimmter Kondensatorkreis liegt. Dann folgt ein Niederfrequenzverstärker und schließlich ein Gleichrichter, der den Strom für das registrierende Gleichstrom-Instrument liefert. Der Gedanke bei der Modulation im Empfänger unter Verwendung eines Resonanzkreises für die Modulationsfrequenz ist der, die Wirkung der Modulation im

Sender (bei Rundfunksendern) zu eliminieren und die Intensitätsschwankungen der Trägerwelle allein zur Darstellung zu bringen.

Das Gleichstrom - Instrument, das zur Registrierung dient, ist ein elektrodynamisches, dessen eine Spule mit einem unabhängigen Gleichstrom aus einer konstanten Gleichstromquelle beschickt wird. Der volle Ausschlag des Instrumentes erfordert dann ca. 1,5 Watt. Die Geschwindigkeit des registrierenden Papiers kann je nach dem Bedürfnis auf 18,3 m/Stunde oder auf 1,9 cm/Stunde eingestellt werden.

Gebraucht wurden zwei verschiedene Anordnungen, eine für das Frequenzgebiet der Rundfunksender und eine für Kurzwellensender zwischen $f = 2 \cdot 10^6$/sec und $16{,}6 \cdot 10^6$/sec ($\lambda = 18 - 150$ m).

Als Beispiele sind eine Anzahl von Registrierkurven, die mit den Apparaten gewonnen wurden, wiedergegeben.

J. Zenneck.

Patentschau.

Von Carl Lübben.

Anordnung für Hochfrequenzkreise.

D.R.P. 445 044, Klasse 21a^4, Gruppe 1 (Lorenz), pat. vom 31. Januar 1926, ausgegeben am 10. Juni 1927.

Wenn der $\cos\varphi$ nicht gleich 1 ist, wird bekanntlich die vom Generator zu liefernde Leistung wesentlich größer als die Wirkleistung. Um den $\cos\varphi$ gleich 1 zu machen, kompensiert man eine induktive Reaktanz durch eine kapazitive und umgekehrt. Außerdem ist für den günstigsten Wirkungsgrad erforderlich, daß der innere Widerstand des Generators gleich dem äußeren Widerstand ist. Auch wenn anfangs diese Bedingungen durch geeignete Bemessung des

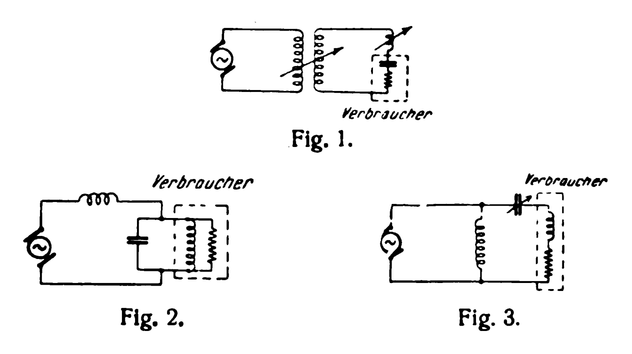


Fig. 1. Fig. 2. Fig. 3.

Generators und Abstimmung des äußeren Kreises erfüllt sind, so sind diese Bedingungen bei Belastungsänderungen oder wenn der Widerstand des Verbrauchers sich ändert durch Abstimmung des äußeren Kreises allein nicht aufrecht zu erhalten. Erfindungsgemäß wird nun sowohl die Abstimmung als auch die Transformation geändert. In den Fig. 1 bis 3 sind einige solche Anordnungen wiedergegeben.

Kern für Frequenztransformatoren und Steuerdrosseln.

D.R.P. 445 045, Klasse 21a^4, Gruppe 6 (Telefunken), pat. vom 26. Juli 1926, ausgegeben am 4. Juni 1927.

Gemäß der Erfindung soll zur Verringerung der Verluste und zur Erhöhung des Induktionsflusses bei Frequenztransformatoren und Steuerdrosseln der Kern des ferromagnetischen Metalls in kolloidaler Form hergestellt werden. Das kolloidale Eisen kann z. B. in einem Porzellangefäß eingeschlossen sein, das mit Draht umwickelt ist. Um einen magnetisch geschlossenen Kern zu erhalten, kann ein röhrenförmig in sich geschlossenes Gefäß benutzt werden.

Frequenzwandler.

D.R.P. 445 524, Klasse 21a^4, Gruppe 6 (Soc. Franc. Rad. Electr., Paris), pat. vom 22. März 1925, Unionspriorität vom 2. Mai 1924, ausgegeben am 14. Juni 1927.

Um bei Frequenzwandlern eine gute Ausnutzung des aktiven Eisenvolums zu erzielen und auf einem günstigen Teil der Magnetisierungskurve zu arbeiten, soll erfindungsgemäß die Ampèrewindungszahl des Wechselstromes gleich der doppelten Ampèrewindungszahl der Gleichstromerregung sein.

Kopplung von Hochfrequenzkreisen mit Frequenzwandlern.

D.R.P. 445 212, Klasse 21a^4, Gruppe 6 (Telefunken), pat. vom 7. Dezember 1923, ausgegeben am 1. Juni 1927.

Um bei Frequenzwandlern die Nutzfrequenz mit möglichst gutem Wirkungsgrad auf die Antenne bzw. auf einen Zwischenkreis zu übertragen und gleichzeitig die Grundfrequenz fernzuhalten, wird erfindungsgemäß der Nutzkreis nicht direkt mit den Klemmen des Frequenzwandlers verbunden, sondern von den Klemmen eines

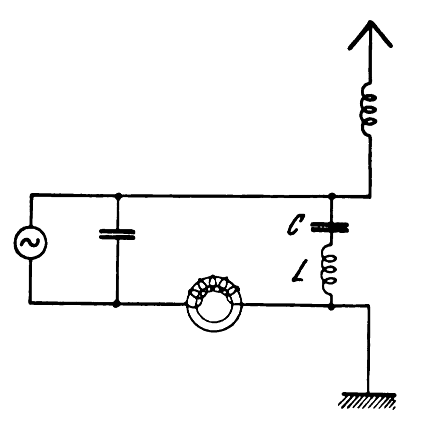


Fig. 4.

Wechselstromwiderstandes abgezweigt, der mit dem Frequenzwandler in Reihe geschaltet ist und aus einer Serienschaltung von Kapazität C (Fig. 4) und Selbstinduktion L besteht, so daß der entstehende Kreis ganz oder nahezu auf die Grundwelle abgestimmt ist.

Sender konstanter Frequenz.

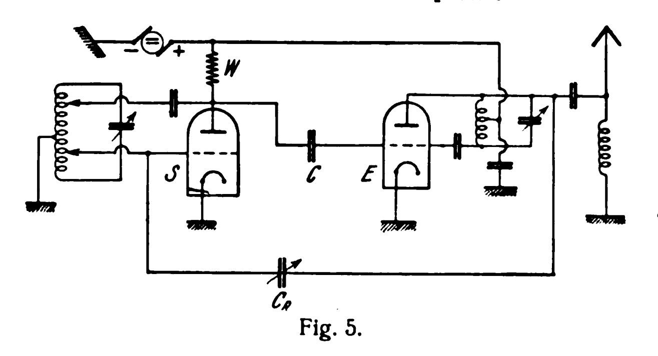


Fig. 5.

Brit. Pat. 269 258 (Standard Tel. and Cables, 15. Januar 1926), veröffentlicht am 9. Juni 1927.

Bei der in Fig. 5 wiedergegebenen Schaltung zur Erzeugung von Schwingungen mit konstanter Frequenz ist ein Steuersender S über eine Widerstandskopplung C, W mit der Energieröhre E gekoppelt. Zur Aufrechterhaltung der Schwingungen wird durch den Kondensator C ein kleiner Teil der Schwingungsenergie auf den Steuersender übertragen.

Schwingungserzeugung mit mechanischer oder piezoelektrischer Schwingungskontrolle.

Brit. Pat. 269 643 (Eccles, 18. Januar 1926), veröffentlicht am 15. Juni 1927.

Zur Schwingungserzeugung werden negative Widerstände benutzt und die Aufrechterhaltung der Schwingungen durch besondere Hilfsmittel (Stimmgabelunterbrecher, Piezokristall) erzielt. Bei den in Fig. 6 und 7 dargestellten

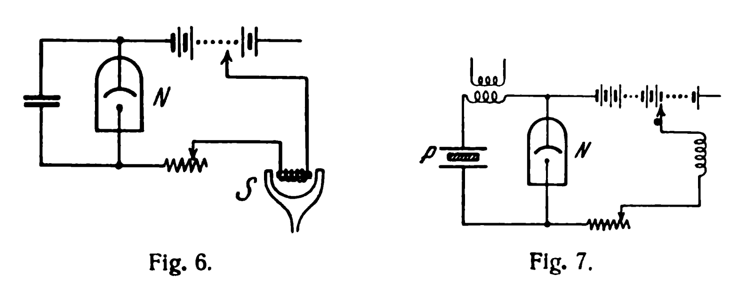


Fig. 6. Fig. 7.

Anordnungen wird als negativer Widerstand eine Neonlampe N benutzt. In Fig. 6 werden die Schwingungen durch den Stimmgabelschwingungserzeuger S, in Fig. 7 durch den Piezokristall P aufrechterhalten (vgl. auch Brit. Pat. 148 582 und 155 854).

Herstellung von Piezo-Kristallen.

D.R.P. 445 046, Klasse 21a[4], Gruppe 8 (Int. Gen. El. Co. Amerika), pat. vom 12. Juni 1926, Unionspriorität vom 23. Januar 1926, ausgegeben am 30. Mai 1927.

Die Frequenz eines Piezokristalls hängt von seinen Abmessungen ab. Es bietet erhebliche Schwierigkeiten einen Piezokristall für eine bestimmte Frequenz herzustellen. Erfindungsgemäß wird dies dadurch erreicht, daß man den Körper zunächst etwas dünner schleift als der gewünschten Frequenz entspricht, und ihn dann durch Ueberziehen mit einem Metallbelag und Abschaben auf die gewünschte Frequenz bringt. Der Körper wird während des Aufbringens des Belages zweckmäßig erhitzt. Das Ueberziehen kann im Vakuum geschehen.

Piezoelektrische Einrichtung.

Brit. Pat. 269 192 (Telefunken, 8. April 1926), veröffentlicht am 9. Juni 1927.

Zum Nachweis elektrischer Schwingungen wird eine piezoelektrische Einrichtung vorgeschlagen, bei der der

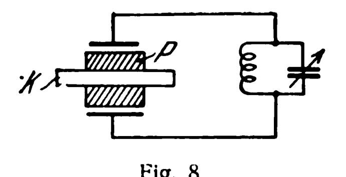


Fig. 8

Piezokristall P (Fig. 8) unsymmetrisch geschnitten oder angeordnet ist, so daß Drehbewegungen eintreten. Mit dem Kristall P kann ein schwingender Körper K verbunden sein, dessen Schwingungen durch den Piezokristall gedämpft werden.

Einrichtung für piezoelektrische Wellenkontrolle.

D.R.P. 445 052, Klasse 21a[4], Gruppe 71 (Telefunken), pat. vom 13. Dezember 1925, ausgegeben am 30. Mai 1927.

Um bei der piezoelektrischen Wellenkontrolle einen größeren Wellenbereich überwachen zu können, werden mehrere auf nebeneinanderliegende Wellen abgeglichene Kristalle benutzt und mit jedem Kristall ein besonderer Indikator z. B. eine Glühlampe verbunden. Die Indikatoren werden hinter einer Mattscheibe angeordnet, die mit Wellengravierungen versehen ist, so daß beim Durchgang durch die Wellenskala die einzelnen Skalenfelder aufleuchten.

Kurzwellen-Röhrensender.

D.R.P. 445 047, Klasse 21a[4], Gruppe 9 (Lorenz), pat. vom 17. April 1926, ausgegeben am 4. Juni 1927 — id. mit Brit. Pat. 269 515.

Bei der in Fig. 9 wiedergegebenen Schaltung sind die elektrischen Mitten der Anoden- und des Gitterkreises mit

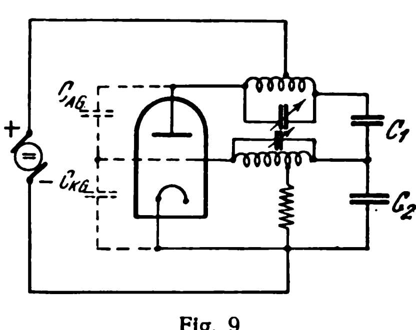


Fig. 9

der Anodenstromquelle und der Kathode verbunden. Zur Herstellung der Symmetrie sind Ausgleichskondensatoren C_1 und C_2, die der Anoden-Gitter-Kapazität C_{AG} bzw. der Gitter-Kathoden-Kapazität C_{KG} entsprechen, mit den Schwingungskreisen verbunden.

Ausgleich von Fading-Störungen.

Brit. Pat. 269 554 (Bellescize, 13. April 1926), veröffentlicht am 15. Juni 1927.

Zum Ausgleich der starken Lautstärkenänderungen infolge der Fadingstörungen soll ein Relais verwendet werden

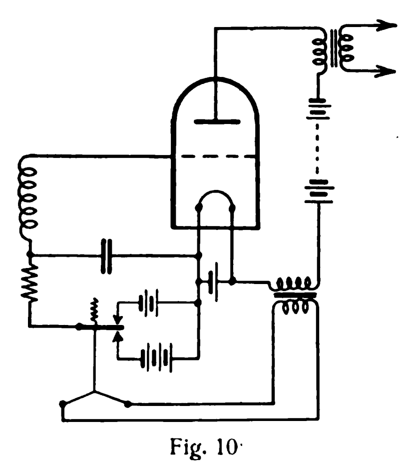


Fig. 10

(Fig. 10), das vom Anodenstrom gespeist wird und dessen Kontakte je nach der Stärke des Anodenstromes verschiedene Gitterspannungen einschaltet.

Steuerung von Hochfrequenzanlagen.

D.R.P. 444 504, Klasse 21a^4, Gruppe 14 (Telefunken), pat. vom 15. Dezember 1919, ausgegeben am 28. Mai 1927.

Um mit möglichst geringen Mitteln eine Steuerung von Hochfrequenzanlagen zu erzielen, ist es vorteilhaft, parallel zu der primären Seite des die Antenne oder den Zwischenkreis speisenden Transformators eine veränderliche Selbstinduktion zu schalten und außerdem zwischen dieser Gruppe und der Wechselstromquelle ebenfalls eine geeignet bemessene Kapazität einzuschalten. Eine derartige Anordnung ist in Fig. 11 dargestellt. L ist die zur Steuerung

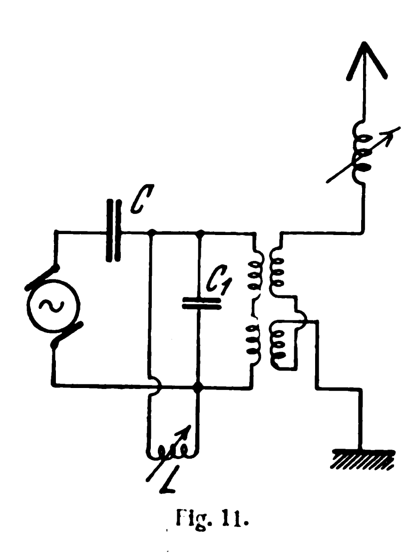


Fig. 11.

dienende Selbstinduktion und C der erfindungsgemäß eingeschaltete Kondensator. Eine weitere Verbesserung kann dadurch erzielt werden, daß parallel zur Steuerdrossel L eine Kapazität C_1 geschaltet wird. Die Steuerdrossel L kann in bekannter Weise durch Gleichstrom beeinflußt

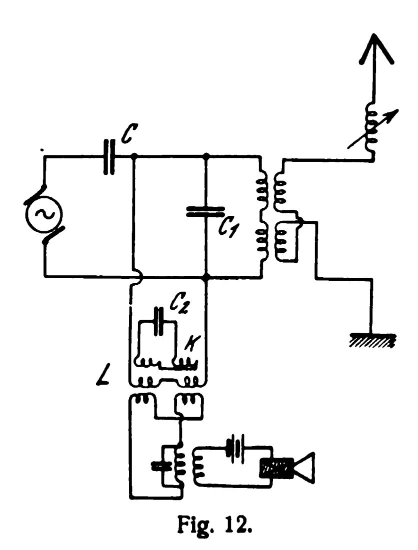


Fig. 12.

werden. Um die Wirkung dieses Gleichstromes zu vergrößern, ist es vorteilhaft, mit der Steuerdrossel L noch eine besondere Kurzschlußwicklung K zu koppeln, die auf eine bestimmte Kapazität C_2 arbeitet (Fig. 12).

Steuerung von Hochfrequenzkreisen.

D.R.P. 445 485, Klasse 21a^4, Gruppe 14 (Lorenz & Pungs), pat. vom 30. Juli 1922, ausgegeben am 13. Juni 1927.

Bei den bekannten Verfahren zur Steuerung von Hochfrequenzgeneratoren, bei denen allein der Antennenkreis gesteuert wird, besteht der Nachteil, daß die Verlustenergie in den übrigen Kreisen fast unverändert bleibt. Wird um-

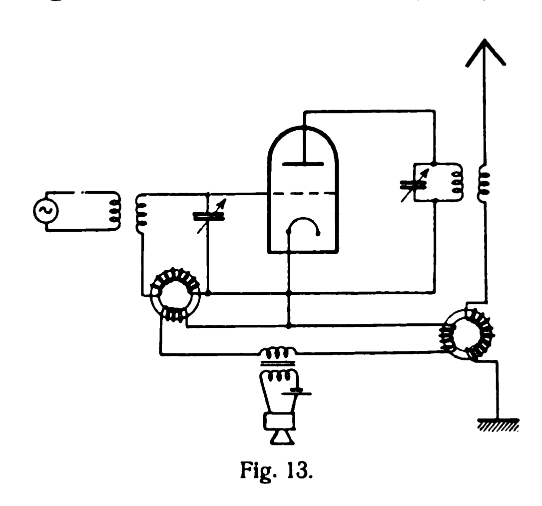


Fig. 13.

gekehrt nur ein einzelner Abstimmkreis gesteuert, so kann die Antenne frei ausschwingen, was für Telephonie und Schnelltelegraphie nachteilig ist. Erfindungsgemäß werden diese Nachteile dadurch beseitigt, daß die Steuerung durch Aenderung des Widerstandes oder der Dämpfung in mehreren Kreisen vorgenommen wird, wie dies z. B. in Fig. 13 dargestellt ist.

Automatische Regulierung der Modulation.

D.R.P. 445 575, Klasse 21a^4, Gruppe 14 (Engl, Masolle), pat. vom 6. Mai 1925, ausgegeben am 15. Juni 1927.

Die Erfindung betrifft eine Anordnung zur Verhinderung der Uebersteuerung eines Senders durch eine automatische Regulierung des Modulationsgrades. Erreicht wird dies dadurch, daß aus den niederfrequenten Modulationswellen ein zeitlicher Mittelwert z. B. durch Gleichrichtung gewonnen wird, der dazu dient den Verstärkungsgrad des Niederfrequenzverstärkers in geeigneter Weise zu beein-

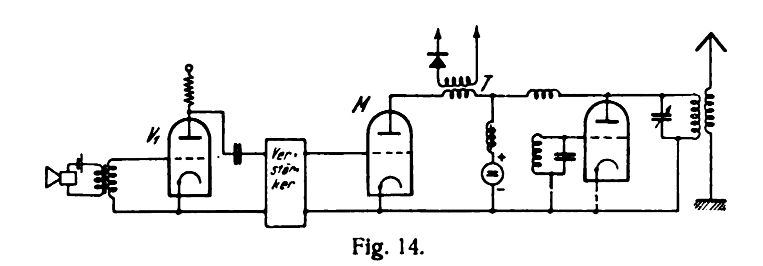


Fig. 14.

flussen. Eine derartige Einrichtung ist in Fig. 14 dargestellt. Der Modulationsröhre M wird ein kleiner Teil der

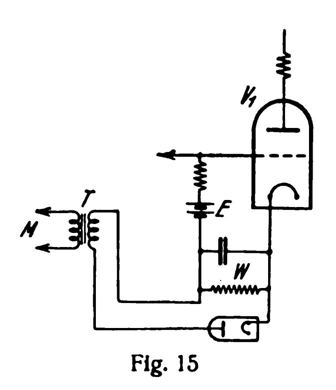


Fig. 15

Modulationswellen durch den Transformator T entnommen, der nach Gleichrichtung zur Beeinflussung einer Verstärker-

röhre z. B. V_1 verwendet wird. Dies kann in verschiedener Weise erfolgen. Bei der in Fig. 15 dargestellten Anordnung addiert sich der am Widerstand *W* auftretende Spannungsabfall, der den Modulationsströmen entspricht, zu der Gittervorspannung *E* und beeinflußt daher den Verstärkungsgrad.

Tastdrossel.

D.R.P. 445 048, Klasse 21a⁴, Gruppe 16 (Telefunken), pat. vom 21. November 1925, ausgegeben am 30. Mai 1927.

Bei Tastdrosseln mit Hilfsmagnetisierung hat man oft mit dem Uebelstand zu tun, daß infolge der großen Anzahl von Gleichstromwindungen die Gleichstromwicklung einer Untersuchung oder Reparatur nur schwer zugänglich ist. Andere Schwierigkeiten können dadurch auftreten, daß beim Umschalten für verschiedene Frequenzen und

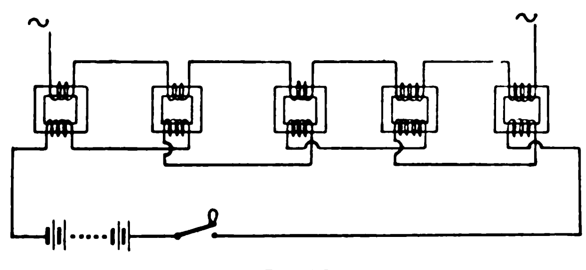


Fig. 16.

Leistungen die optimale Größe der Tastdrossel verschieden ist, so daß bei jeder Schaltung eine andere Tastdrossel verwendet werden muß. Erfindungsgemäß werden diese Nachteile dadurch beseitigt, daß die Tastdrossel in mehrere Einzeldrosseln aufgeteilt wird, bei der die Gleichstrom- und Wechselstromwicklungen in geeigneter Weise zusammengeschaltet werden können. Eine solche Anordnung, bei der je zwei Gleichstromwicklungen in bezug auf die Wechselstromwicklungen differentiell zusammengeschaltet sind, zeigt Fig. 16.

Tastschaltung für Frequenztransformatoren.

D.R.P. 445 486, Klasse 21a⁴, Gruppe 16 (Dornig), pat. vom 25. Februar 1925, ausgegeben am 9. Juni 1927.

Zur Beeinflussung von Hochfrequenzkreisen mit Frequenztransformatoren soll erfindungsgemäß ein Tast-

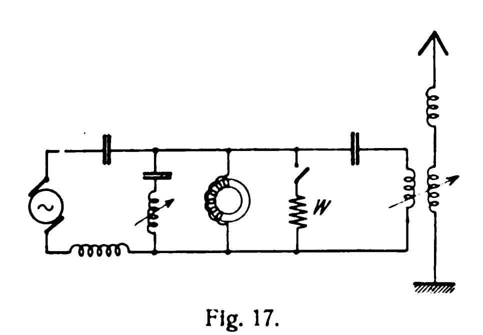


Fig. 17.

widerstand *W* (Fig. 17) verwendet werden, durch den der Vorgang der Frequenzsteigerung gestört oder geändert wird.

Gegensprechverkehr mit der gleichen Röhre.

D.R.P. 444 721, Klasse 21a⁴, Gruppe 58 (Telefunken), pat. vom 21. Dezember 1921, ausgegeben am 28. Mai 1927.

Der Gegensprechverkehr mit einer Röhre wird erfindungsgemäß dadurch ermöglicht, daß die Schwingungen der Röhre periodisch zum Aussetzen gebracht werden und die Röhre während dieser periodischen Sendepausen zum Empfang dient. Bei der in Fig. 18 dargestellten Ausführungsform wird durch die Röhre *H* eine Hilfsschwingung

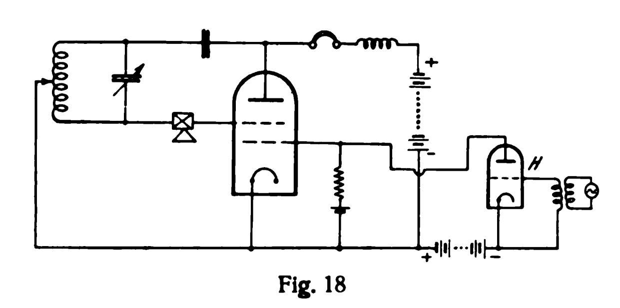


Fig. 18

erzeugt, die das eine Gitter einer Doppelgitterröhre beeinflußt.

Drehbare Raumstrahlantenne.

D.R.P. 445 050, Klasse 21a⁴, Gruppe 66 (Telefunken), pat. vom 26. Juli 1924, ausgegeben am 4. Juni 1927.

Zur Erzielung eines beliebigen Raumstrahlwinkels der Antennenanordnung soll erfindungsgemäß die ganze Antennenanordnung, Antenne mit Gegengewicht, um einen Punkt drehbar angeordnet sein. Die Raumstrahlung kann ferner dadurch beeinflußt werden, daß andere Hochantennen mit Gegengewichten in der Nähe angeordnet sind.

Sendeantenne für kurze Wellen.

D.R.P. 445 051, Klasse 21a⁴, Gruppe 66 (Telefunken), pat. vom 1. Oktober 1925, ausgegeben am 30. Mai 1927.

Um eine für die Uebertragung günstige Raumstrahlung unter einem bestimmten Winkel zu erhalten, wird zu einer

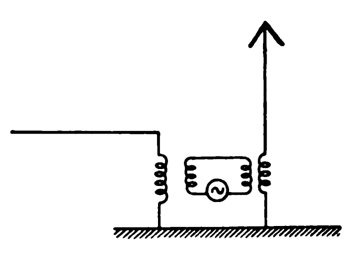


Fig. 19.

Horizontalantenne mit horizontalem Feld eine Antenne zugefügt, die ein vertikales Feld besitzt. Die Antenne kann entweder zum Teil horizontal, zum Teil vertikal geführt werden oder es kann zu der Horizontalantenne eine Vertikalantenne zugefügt werden, wie dies die Fig. 19 zeigt.

Kurzwellen-Richtantenne.

D.R.P. 445 049, Klasse 21a⁴, Gruppe 66 (Marconi), pat. vom 30. Mai 1926, Unionspriorität vom 6. Juli 1925, ausgegeben am 30. Mai 1927, identisch mit Brit. Pat. 445 049.

In dieser Zeitschrift **29,** S. 64, 1927, bereits referiert.

Hochleistungsröhre.

Brit. Pat. 269 250 (Thurm, Airey am 14. Januar 1926). veröffentlicht am 9. Juni 1927.

Die Anode einer Hochleistungsröhre besteht aus Röhren, die flachzylinderförmig aufgewickelt sind und von einer Kühlflüssigkeit durchflossen werden.

Elektronenröhre.

Brit. Pat. 269 032 (Thorton, Radioröhren-Lab. Dr. Nickel, 3. August 1926), veröffentlicht am 1. Juni 1927.

Zur Beeinflussung des Elektronenflusses dient bei der in Fig. 20 dargestellten Röhre ein Gitter *G*, das mit Bariumsulfat oder -Jodid, Cäsiumchlorid oder dgl. bedeckt ist und durch einen regelbaren Heizstrom auf ca. 600—700 Grad erhitzt ist. Dieses Gitter emittiert positive Ionen bei 10^{-3} bis 10^{-4} mm Hg.-Druck.

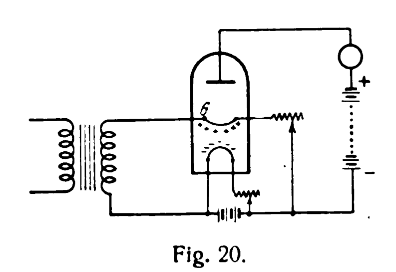


Fig. 20.

Zur Erzeugung der positiven Ionen kann die Kathode auch teilweise mit einer Elektronen, teilweise mit einer Ionen emittierenden Substanz bedeckt sein.

Es können auch Substanzen verwendet werden, die beide Eigenschaften besitzen, z. B. Alk. Erden, Cäsium-, Strontium- oder Barium-Hydrid.

Herstellung von Oxydkathoden.

D.R.P. 445329, Klasse 21g, Gruppe 13 (Heraeus & Rohn), pat. vom 11. Mai 1924, ausgegeben am 8. Juni 1927.

Die Erfindung betrifft ein einfaches Verfahren zur Herstellung von Oxydkathoden. In die Oberfläche des Drahtes wird ein geeignetes Edalkalioxyd, beispielsweise Kalziumoxyd eingewalzt, eingezogen oder eingerollt. Verwendet man als Träger Platin oder ein ähnliches weiches Metall, so drücken sich beim Ziehprozeß die Oxydkörnchen in den Draht ein und werden äußerlich von dem Metall überschmiert. Es ist daher zweckmäßig, die oberste Schicht des Drahtes wieder abzubauen. Dies kann durch chemisches Abätzen, Abdestillieren im Chlorstrom oder durch Kathodenzerstäubung erfolgen.

Lichtquelle für Bildübertragung und Fernsehen.

Brit. Pat. 269219 (Baird, 21. Oktober 1925), veröffentlicht am 9. Juni 1927.

Als Lichtquelle für Fernsehen und dgl. soll ein Lichtbogen verwendet werden, der so eingestellt ist, daß er nahezu am Verlöschen ist. In diesem Falle ist der Lichtbogen für eine Beeinflussung besonders empfindlich und folgt jeder Modulation.

Synchronisierungskontrolle bei Bildübertragung.

Brit. Pat. 269834 (Baird, 21. Oktober 1925), veröffentlicht am 15. Juni 1927.

Zur Ueberwachung des Synchronisierungsvorganges wird am Rande des zu übertragenden Bildes ein hell beleuchteter Kontrollstreifen *K* (Fig. 21) hergestellt, der mit übertragen wird. Auf der Empfangsseite erscheint dieses Band zwischen zwei lichtempfindlichen Streifen *a* und *b*.

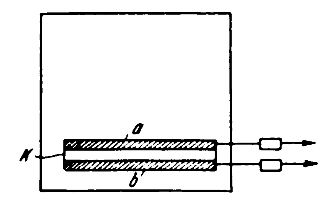


Fig. 21.

Sobald eine Störung des Synchronismus eintritt, wird einer der lichtempfindlichen Streifen erregt und durch eine geeignete Vorrichtung der Fehler kompensiert.

Die neuesten deutschen Hochfrequenz-Patente

Nr.	Klasse und Gruppe	Ausgabetag	Inhalt
443 696	21a^4/59	28. 5. 27	Zeichenübermittlung längs Hochspannungsleitungen
*444 504	21a^4/14	28. 5. 27	Modulation bei Maschinensender
444 673	21a^2/8	27. 5. 27	Umsetzung von Schall in elektrische Schwingungen
*444 721	21a^4/58	28. 5. 27	Anordnung zum Gegensprechen
444 743	21g/13	30. 5. 27	Glühkathodenröhre
445 043	21a^2/25	3. 6. 27	Lautsprecher
*445 044	21a^4/1	10. 6. 27	Kopplungseinrichtung
*445 045	21a^4/6	4. 6. 27	Frequenztransformator und Steuerdrossel
*445 046	21a^4/8	30. 5. 27	Piezokristall
*445 047	21a^4/9	4. 6. 27	Kurzwellensender
*445 048	21a^4/16	30. 5. 27	Tastanordnung
*445 049	21a^4/66	30. 5. 27	Kurzwellen-Richtantenne
*445 050	21a^4/66	4. 6. 27	Kurzwellenantenne
*445 051	21a^4/66	30. 5. 27	Kurzwellenantenne
*445 052	21a^4/71	30. 5. 27	Piezoelektrische Wellenkontrolle
*445 212	21a^4/6	1. 6. 27	Kopplung mit Frequenztransformatoren
445 245	21g/31	7. 6. 27	Siebkette
445 307	21a^4/59	14. 6. 27	Hochfrequenztelephonie längs Starkstromleitungen
445 326	21e^4/77	8. 6. 27	Stecker für Röhren
*445 329	21g/13	8. 6. 27	Herstellung von Glühkathoden für Röhren
445 457	21a^2/25	7. 6. 27	Schalltrichter für Lautsprecher
*445 485	21a^4/14	13. 6. 27	Steuerung von Hochfrequenzkreisen
*445 486	21a^4/16	9. 6. 27	Tastschaltung für Frequenztransformatoren
445 496	21b/12	13. 6. 27	Anodenbatterie
445 573	21a^2/11	14. 6. 27	Lautsprechermembran
*445 574	21a^4/6	14. 6. 27	Frequenzwandler
*445 575	21a^4/14	15. 6. 27	Automatische Modulationsregelung
445 577	21a^4/66	14. 6. 27	Antenne
445 613	21a^4/75	15. 6. 27	Mit Sprechmaschine kombinierter Empfänger
445 621	21g/1	11. 6. 27	Trocknen von Spulen
445 622	21g/10	11. 6. 27	Drehkondensator mit festem Dielektrikum
445 656	21g/10	11. 6. 27	Drehkondensator mit biegsamer Belegung
445 674	21a^4/72	14. 6. 27	Vielfachumschalter

Die mit * bezeichneten Patente sind in diesem Heft ausführlicher referiert.

Bücherbesprechungen.

Taschenbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie. Herausgegeben von Dr. F. Banneitz.[1] 8°, XIV u. 1253 S., mit 1190 Abbildungen u. 131 Tabellen. Berlin, J. Springer, 1927. Geb. 64,50 Mk.

[1] Die Unterredaktion lag in den Händen der Herren U. Meyer, K. Wirtz, H. Harbich, E. Alberti, A. Semm, A. Esau, L. Pungs, H. Schulz, H. Thurn.

Das Taschenbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie bildet eine wertvolle Bereicherung der deutschen Hochfrequenzliteratur. Während die bisher vorhandenen grundlegenden Werke auf diesem Gebiet vorwiegend die wissenschaftlichen Grundlagen und die Meßtechnik des Laboratoriums behandeln und sich bei den praktischen Ausführungen auf Beschreibung des Wesentlichen be-



schränken, will das Taschenbuch in umfassender Weise die praktischen Unterlagen der neuzeitlichen Hochfrequenztechnik geben. Das Werk besitzt darin ein gewisse Aehnlichkeit mit der seit vielen Jahren bekannten und bewährten „Hütte", dem Taschenbuch der Maschinen- und Elektroingenieure, dessen Aufbau wohl in formaler Beziehung als Vorbild diente.

Das umfangreiche Werk ließ sich nur durch die Zusammenarbeit einer großen Zahl von Fachleuten ermöglichen. Die Liste der Mitarbeiter nennt 29 Namen von Fachmännern, die überwiegend der Praxis angehören, sei es im Reichsdienst (Phys.-Techn. Reichsanstalt, Reichspost), sei es in der privaten Industrie.

Der Inhalt des Buches gliedert sich in sieben Teile. Der erste und zweite Teil bringt auf rund 300 Seiten die theoretischen Grundlagen: Mathematik, Physik, Elektrotechnik und die Theorie der elektromagnetischen Schwingungen und Wellen. Wir finden in diesen Abschnitten die wichtigsten Formeln und Tabellen, wobei die Auswahl den besonderen Bedürfnissen der Hochfrequenztechnik angepaßt ist.

Der dritte Teil gibt auf ebenfalls 300 Seiten die Beschreibung der Einzelteile von Hochfrequenzgeräten. In diesem Abschnitt kommt die erhöhte Berücksichtigung der Praxis darin zum Ausdruck, daß nicht nur allgemeine Beschreibungen, sondern tunlichst genaue Konstruktionsangaben, wie z. B. Abmessungen, angegeben sind und daß auch Wirtschaftlichkeitsfragen behandelt werden. In diesem Teil ist auch der seiner Bedeutung gemäß größere Abschnitt über die Elektronenröhren enthalten, in dem sich u. a. ausführliche Tabellen über Röhrendaten, auch von Röhren ausländischen Ursprungs, sowie Ausführungen über Röhrenherstellung befinden.

Im vierten Teil werden die Meßmethoden behandelt, darunter auch Messungen an Telephonen.

Der fünfte Teil berichtet auf rund 300 Seiten über die Einrichtungen zum Senden und Empfang. Nach Besprechung der Sender und Empfänger werden hierin ausführlich die Verfahren der Schnelltelegraphie und des Schreibempfangs, die drahtlose Telephonie und die Funkpeilung behandelt. Es folgen dann Abschnitte über kurze Wellen. Der Teil schließt mit Ausführungen über Hochfrequenz-Telegraphie und -Telephonie längs Leitungen und mit Bemerkungen über die betriebstechnische Organisation des Funkverkehrs.

Der sechste Teil ist den Funkstationen und dem Funkverkehr gewidmet. Es werden darin die deutschen Einrichtungen für den telegraphischen Inland- und Auslandverkehr und für den Rundfunk beschrieben. Dieser Teil enthält auch Ausführungen über die rechtlichen Bestimmungen des deutschen und des internationalen Funkverkehrs; er schließt mit Angaben über die wichtigsten Verkehrslinien und über Sondereinrichtungen, wie den Wetter- und Zeitzeichendienst.

In dem letzten Teil des Buches finden sich Tabellen über Zahlenwerte von Schwingungskreisen und über Materialkonstanten, eine Zusammenstellung der wichtigsten englischen und französischen Fachausdrücke und der Fachliteratur.

Die Ausstattung des Taschenbuchs ist vorzüglich zu nennen. Der Druck ist trotz der zur Bewältigung des großen Inhalts notwendigen Verwendung kleiner Typen äußerst klar. Besonders erwähnt sei, daß trotz der gebotenen Sparsamkeit mit dem Raum die Abbildungen und vor allem diejenigen Kurven, die zur Entnahme von Zahlenwerten dienen, groß wiedergegeben sind. Bei den Figuren von Geräten und Konstruktionszeichnungen würde die Angabe eines Maßstabes, am besten durch Abdruck einer Maßteilung unter dem Bild den Wert erhöhen.

Mit der Zusammenstellung des umfassenden Werkes ist eine beachtenswerte Arbeit geleistet worden. Das Taschenbuch wird erstmals in die Hände seiner Gebraucher gelegt, es wird vielleicht da und dort Wünsche und Kritik auslösen, die seiner weiteren Gestaltung förderlich sein können; doch darf festgestellt werden, daß Herausgeber, Mitarbeiter und Verlag nach Kräften bestrebt waren, bereits die erste Auflage möglichst vollkommen zu gestalten. Es wäre zu wünschen, daß eine rege Nachfrage nach dem Buche die Herabsetzung des Preises ermöglicht, damit auch weitere Kreise das Werk erwerben können. E. Mauz.

W. Immler. Meßkarten zur Ermittlung der Azimutgleichen für kleine und mittlere Entfernungen von der Funkbake, mit Gebrauchsanweisung in deutscher und englischer Sprache. M. Krayn, Berlin 1927. III u. 6 S. gr. 4 und 7 Meßkarten. Brosch. Mk. 5.—.

Die Funkortung gewinnt immer mehr an Bedeutung, wie die letzten Transozeanflüge gezeigt haben. Verf. stellt sich daher die Aufgabe, dem Schiffs- oder Flugzeugführer ein Mittel an die Hand zu geben, das ihn ohne mathematische Rechnungen die Leitpunkte für die Azimut-Standlinien liefert. Bei der Funkortung handelt es sich namentlich um die Auflösung der Kotangentenformel der Kugeldreieckslehre. Die mathematischen Grundlagen zu den Meßkarten, die zur Auflösung dieser Formel dienen, sind vom Verfasser nicht angegeben worden. Die Karten sind für die Mittelpunkte auf 0°, 10°, 20° .... 60° Breite entworfen. Um für einen gegißten Ort S das Azimut der Funkbake zu entnehmen, geht man in die beiden S einschließenden Karten ein und ermittelt durch Einschalten das für S gültige Azimut, sowie einen Faktor f. Das Produkt aus f und der Differenz beobachtetes Azimut weniger berechnetes liefert den Abstand der Azimutgleiche von S. Aus einer Zahlentabelle entnimmt man die Richtung der Normale von S auf die Azimutgleiche. Damit ist der Leitpunkt der Azimutstandlinie gefunden, durch den man die Standlinie als Tangente auf die Azimutgleiche senkrecht auf die Normale zieht. Voraussetzung ist, daß S vom wahren Ort wenig abweicht. Die kurzen Rechnungen lassen sich im Kopfe ausführen. Damit hat der Verf. seinen Zweck erreicht.

A. Wedemeyer.

Band 30 September 1927 Heft 3

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie
Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

INHALT

Manuskripte für das Jahrbuch, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an die Schriftleitung Dr. E. Mauz, Greifswald, Physikalisches Institut, zu senden. — Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen. — Abonnements und Inserate sind zu richten an die Verlagsbuchhandlung M. Krayn, Berlin W 10, Genthiner Straße 39, Postscheck-Konto Berlin 32647.

Richtstrahlung mit horizontalen Antennen.

Von A. Meißner (Telefunken).

In Fortsetzung der seinerzeitigen Versuche mit Horizontalantennen und Reflektoren[1]) wurde zunächst erstrebt, die Strahlungsenergie durch Kombination mehrerer Antennen zu konzentrieren. Reiht man mehrere Horizontalantennen gleichphasig schwingend aneinander, so ergeben sich die Strahlungsdiagramme der Fig. 1. Der Strahlwinkel im Horizontalkreis gemessen (gemessen nach der Halbamplitude der Strahlung zu beiden Seiten des Maximums) verkleinert sich mit zunehmender Antennenzahl (1, 2, 4, 8 Halbwellen) etwa wie 72° : 42° : 32° : 14°. Die Gleichphasigkeit der Strahlung wird erreicht durch Zwischenschaltung eines strahlungsfreien Halbwellensystems[2]) zwischen zwei nebeneinanderliegenden Antennen (nicht strahlende Drahtschleife, Spule oder Kombination von Spule und Kondensator). Bezüglich der Berechnung der Kurven siehe Anhang. Die Konzentration der Strahlung im Vertikalkreis (Fig. 2) wird erreicht durch Anordnung eines parabolischen Reflektors um die Horizontalantennen. Die Konzentration des Strahles ist um so schärfer, je größer die Öffnungsweite der Parabel im Verhältnis zur Welle ist. Die Berechnung siehe Anhang[3]). Der zuerst verwendete Reflektor war aus Kupferblech gebaut worden. Mit diesem Blech-Standard-System wurden andere Reflektorsysteme verglichen. Es ergab sich, daß die Blechflächen vollkommen gleichwertig durch Drähte

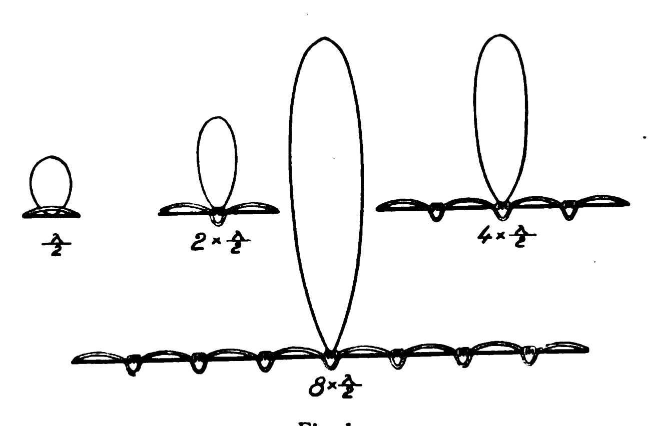


Fig. 1.
Konzentration der Strahlung im Horizontalkreis.

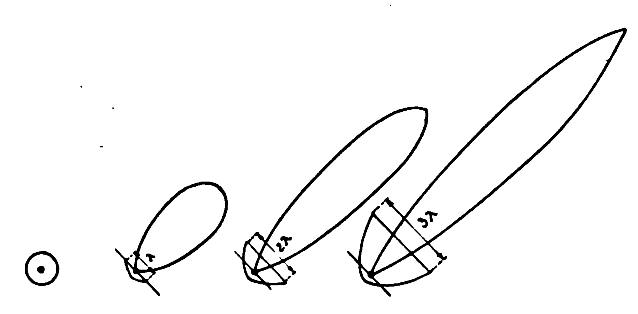


Fig. 2.
Konzentration der Strahlung durch einen Reflektor.

[1]) Jahrbuch d. drahtl. Telegr. u. Teleph. **28**, S. 78, 1926.

[2]) Franklin, brit. Patente.

[3]) W. W. Tatarinoff, Jahrbuch d. drahtl. Telegr. u. Teleph. 28, S. 117, 1926. Es scheint zweckmäßiger zu sein, von der Parabelform etwas abzuweichen.

ersetzt werden konnten; die Einzeldrähte des Drahtreflektors waren eine halbe Wellenlänge lang.

Mit einem derartigen in der Horizontalen und Vertikalen konzentrierten Strahl wurde nun zunächst versucht, den günstigsten Winkel für die Ausstrahlung am Sender zu bestimmen. Um die Dimensionen und die Kosten des ganzen „Strahlwerfer"systems so weit wie möglich zu reduzieren, wurde auf die kleinstmögliche Welle gegangen, auf 11 m, also noch unter die Grenze des Wellenbereiches innerhalb dessen nach den damaligen Vorstellungen Empfang auf 10 000 km (Süd-Amerika) zu erwarten war. Nach den Berechnungen und Theorien[4]) sollte mit 11 m überhaupt kein Empfang auf größere Entfernungen möglich sein, da nach den Theorien bei so hohen Frequenzen die Strahlung von der Erde weggebogen wird. Im Gegensatz zur Theorie ergaben die Versuche, daß die für den Strahlwerfer gewählte Welle von 11 m nicht nur ausgezeichnet auf große Entfernungen arbeitete, sondern diese Welle war bei Verwendung horizontaler Polarisation mit Reflektor sogar meistens die beste für den Tagesverkehr nach Süd-Amerika. Nach diesen Versuchen könnte der Wellenbereich für den Kurzwellenverkehr nach unten eventuell erweitert werden.

Es ergaben sich in bezug auf den Empfang in Süd-Amerika einige Merkwürdigkeiten. Der Empfang der 11-m-Welle war auch in den Zeiten möglich, in denen ein Teil der überbrückten Strecke in Dunkelheit liegt. Fig. 3 zeigt

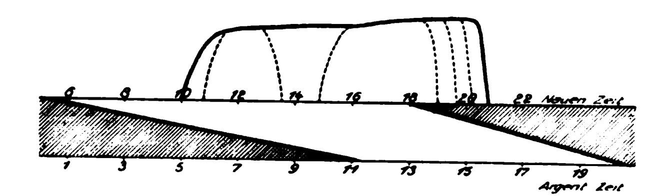


Fig. 3.
Verkehrszeiten bei der 11 m Welle.

die Zeiten des Empfanges; darunter die Zeiten der Helligkeit für den Monat April (oben Nauen-Zeit, unten Rio-Zeit). Der Empfang begann meistens gegen 10 Uhr MEZ. Zwischen 13 und 15 Uhr ist oft eine gewisse Unsicherheit vorhanden. Meist ist dann bis 21 Uhr guter Empfang vorhanden. Charakteristisch für die Welle 11 m war ferner, daß an einigen Tagen der Empfang dieser Welle ganz ausfiel. So ergaben sich durch einen Vergleichsversuch über 4 Tage zwischen dem Sender $\lambda = 11$ m AGK, Antennenenergie weniger als 1 kW, und dem Sender $\lambda = 15$ m AGA, Antennenenergie 8 kW (Strahlwerfer mit vertikaler Polarisation, 8 Drähte parallel, die Drähte $\lambda/2$ lang, $\lambda/2$ entfernt) folgende Werte des Lautstärkenverhältnisses zwischen den beiden Sendern:

Datum:	Zeit:	AGK (1 kW) $\lambda = 11$ m	AGA (8 kW) $\lambda = 15$ m
17. 5. 27	14—19 Uhr	1 :	2—6
	19—21 „	1 :	1
18. 5. 27	14—20[30] „	5 :	1
19. 5. 27	14—19 „	6 :	1
	19—20[30] „	2 :	1
20. 5. 27	15—20 „	nichts	normal

[4]) A. H. Taylor u. E. O. Hulbert, Phys. Rev. 27, S. 189, 1926. H. Lassen, Jahrbuch d. drahtl. Telegr. u. Teleph. 28, S. 109, 1926.

Der Sender AGK ist also im Verhältnis besser als der Sender AGA, aber er fällt zeitweise ganz aus. Es sah hier meist so aus, als ob die Ausfälle irgendwie im Zusammenhang standen mit einer nahenden Depression am Sender. Sollte dies der Fall sein, daß der Einfluß der unteren Atmosphäre (Höhe bis 20 km) hier zur Geltung kommt, so ist Aussicht vorhanden, daß mit einem steileren Reflektorwinkel (80°, 2. Optimum, s. später) die 11-m-Welle auch an solchen Tagen, wo sie bisher ausgefallen war, durchdringt. Die Versuche waren bisher nur gemacht worden bei einem Ausstrahlwinkel des Reflektors von 38°.

Die Fig. 4 zeigt das bei den Versuchen verwendete Strahlwerfer-System. Die Antenne bestand aus zwei Halbwellen, die durch eine Phasen-Umkehrspule miteinander verbunden waren. An dieser Spule liegen gleichzeitig die Energieleitungen, welche nach dem Sender führen. Der Sender stand 28 m entfernt. Die Dimensionen des Strahlwerfers waren: Länge 11,50 m, Breite 19 m. Der Reflektor ruhte auf drei 3,9 m hohen Lagern. In der Figur sieht man rechts die 2 Winden, mit welchen der Strahlwerfer gedreht wurde. Zwei Mann, an jeder Winde einer, konnten leicht in 4 Minuten die Strahlungsrichtung des Strahlwerfers von 30° auf 90° drehen. Die Fig. 5 zeigt den Strahlwerfer in der 90°-Stellung. (Die Sendeversuche lagen in den Händen von Herrn Dr. H. Plendl. Gebaut

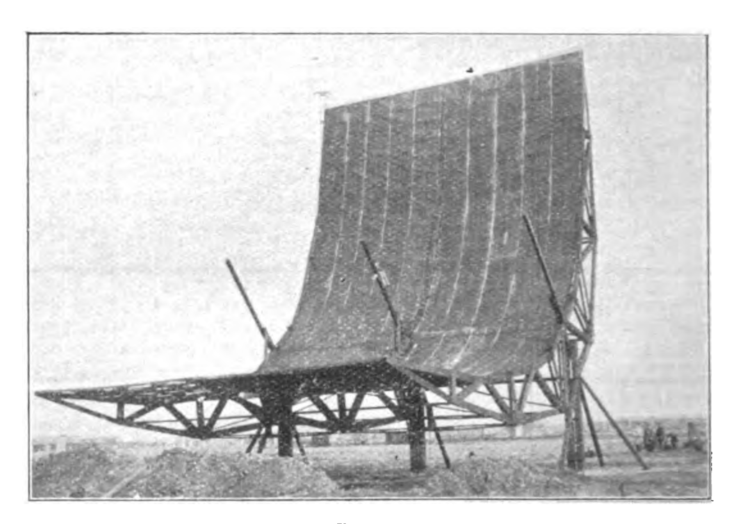


Fig. 4.
11 m Reflektor, Winkel 38°.

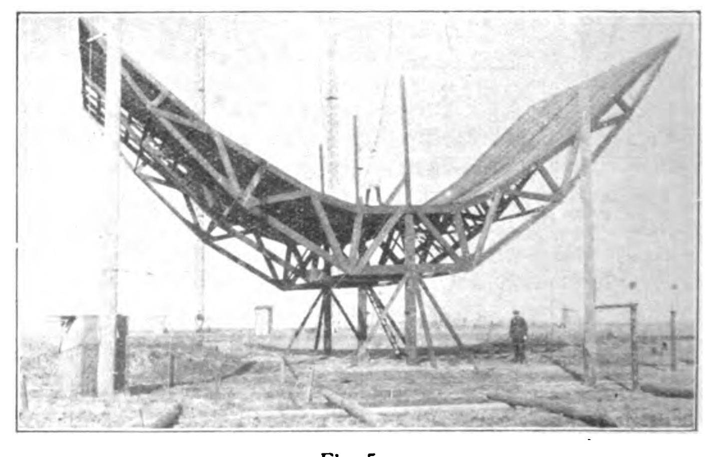


Fig. 5.
Reflektor, Winkel 90°.

wurde der Strahlwerfer von Herrn J. Pohl. Die Empfangsbeobachtungen machte Herr A. Ellerbrock in

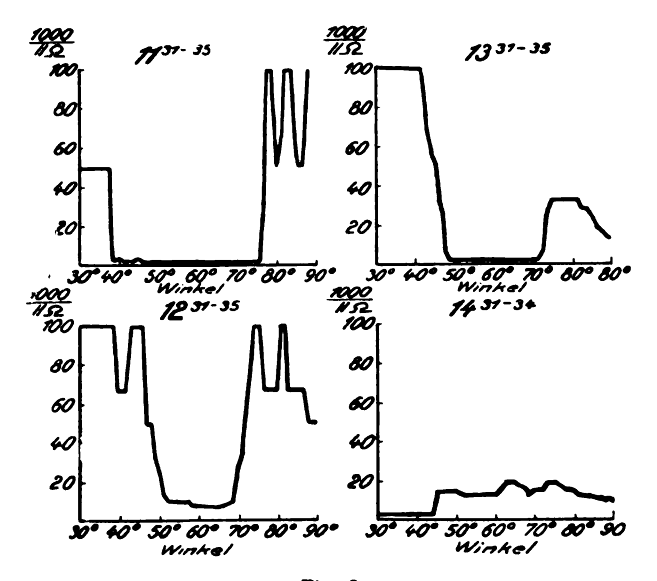


Fig. 6.
Lautstärke bei verschiedenen Reflektorwinkeln.

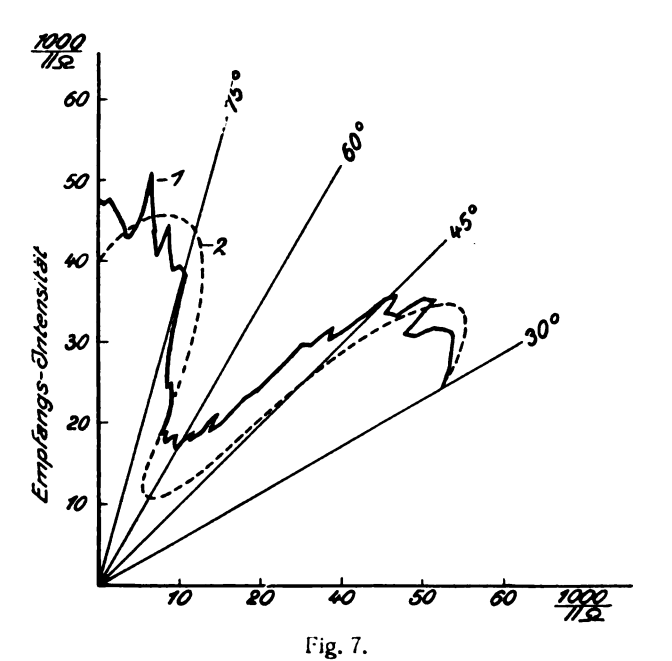


Fig. 7.
Lautstärke bei verschiedenen Reflektorwinkeln.

Rio de Janeiro, später in Buenos Aires.) Wurde der Strahlwerfer gedreht, so beobachtete man in Rio ein Empfangsmaximum bei einer Stellung des Reflektorstrahles unter einem Winkel von etwa 38°. Ein zweites Maximum, meist 10% kleiner, bei 80°. Dazwischen lag ein tiefes Minimum. Die Fig. 6 zeigt einige der typischen Empfangsaufnahmen. Die Drehung des Strahlwerfers erfolgte in 4 Minuten. Während die 3 ersten Figuren ausgesprochene Maxima zeigen, sind solche in der letzten Kurve nicht vorhanden. In etwa 10% aller Beobachtungszeiten fehlte jedes Maximum. Zwischen Vor- und Nachmittag war kein Unterschied vorhanden. In der Fig. 7 sind die Mittelwerte der Empfangslautstärken bei den verschiedenen Winkelstellungen aufgetragen. Die Versuche wurden so durchgeführt, daß zuerst mehrere Tage hindurch bei veränderten konstanten Winkelstellungen nacheinander gesendet wurde (Mittelwerte Figur 6, Kurve 2), später wurde dann durch mehrere Tage. fortlaufend der Strahlwerfer innerhalb von je 4 Minuten zwischen 30° und 90° gedreht (Mittelwerte über 3 Tage Figur 6, Kurve 1). Zwischendurch wurden häufig Vergleichsversuche mit einer einfachen Vertikalantenne (³/₄ Welle lang) gemacht. Die Vertikalantenne war meistens nicht zu hören. Wenn sie zu hören war, war die Empfangslautstärke immer nur ein Bruchteil (etwa ¹/₁₀) derjenigen des Strahlwerfers.

Nach diesen Versuchsergebnissen ist anzunehmen, daß auch bei allen anderen Wellen, soweit sie durch die Raumstrahlung übertragen werden, ebenso wie bei 11 m, am Sender meist ein günstiger Ausstrahlwinkel vorhanden ist. Augenblicklich sind Versuche im Gange, diesen Winkel zunächst bei der Welle 20 m zu bestimmen.

Zusammenfassung:

Die am Sender ausgestrahlte Energie läßt sich im Horizontalkreis konzentrieren durch Kombination mehrerer horizontaler gleichphasig schwingender Antennen, im Vertikalkreis durch einen Reflektor hinter diesen Antennen. Für einen derartig konzentrierten Strahl wird der günstigste Ausstrahlwinkel am Sender bestimmt. Die Versuche wurden durchgeführt mit einer Welle von 11 m. Hier ergab sich im Gegensatz zur Theorie, daß die 11-m-Welle am Tage meistens besser war als die längeren Wellen. Freilich zeigte sie zeitweise vollkommene Ausfälle. Der Ausstrahlwinkel am Sender wurde innerhalb von 4 Minuten von 30° auf 90° gedreht. Es ergab sich ein Maximum der Empfangsintensität in Buenos-Aires bei einem Ausstrahlwinkel am Sender von 38°. Ein zweites, etwas kleineres Maximum bei einem Ausstrahlwinkel von 80°. In den Zwischenstellungen des Reflektors ist ein ganz wesentlich schlechterer Empfang vorhanden. In 10% aller Beobachtungen konnte bei Drehung des Reflektors kein Maximum festgestellt werden.

(Eingegangen am 22. Juni 1927.)

Berechnung von Richtstrahl-Antennen.

Von **H. Plendl**, Berlin.

Anhang zu vorstehendem Aufsatz von A. Meissner „Richtstrahlung mit horizontalen Antennen".

Für die in dem vorangehenden Aufsatz beschriebenen gleichphasig-strahlenden Antennen und Reflektoren wird im folgenden die Berechnung der Strahlungsdiagramme[1]) gegeben.

Nach Hertz folgt für die Strahlung einer horizontalen Antenne (Figur 1) senkrecht zum Radiusvektor durch die

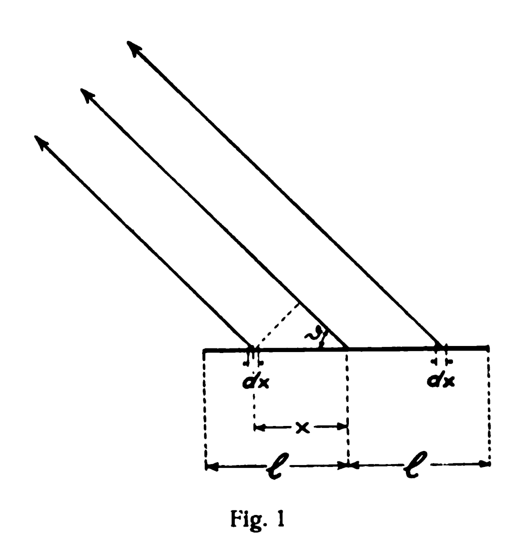


Fig. 1

Einheit der Oberfläche:

$$S = \frac{2\pi c}{\lambda^2} \frac{\sin^2\vartheta}{r^2} \left[\int\limits_{x=o}^{x=l} J_x \cos\left(\frac{2\pi x}{\lambda} \cos\vartheta\right) dx \right]^2 \qquad (1)$$

Dabei sind:

- ϑ der Strahlwinkel,
- l die halbe Länge der Antenne,
- J_x die Stromamplitude im Abstand x von der Antennenmitte,
- λ die Wellenlänge,
- r die Entfernung des Punktes, für den die Strahlung berechnet wird (Bedingung: $r \gg \lambda$),
- c die Lichtgeschwindigkeit.

Setzt man:

$$\frac{\alpha}{2\pi} = \frac{l}{\lambda} \qquad (2)$$

so ist:

$$\alpha = \frac{2\pi l}{\lambda}$$

Wenn J die Stromamplitude im Strombauch der Antenne bedeutet, so gilt:

$$J_x = J \cdot \cos\frac{2\pi}{\lambda} x. \qquad (3)$$

Berücksichtigt man, daß:

$$\frac{\alpha}{l} = \frac{2\pi}{\lambda},$$

so ergibt sich aus Gleichung (1) und (3) allgemein:

$$S = \frac{2\pi c}{\lambda^2} \frac{\sin^2\vartheta}{r^2} \left[\int\limits_{x=o}^{x=l} J \cos\frac{\alpha x}{l} \cos\left(\frac{\alpha x}{l} \cos\vartheta\right) dx \right]^2 \qquad (4)$$

Durch partielle Integration erhält man für das Integral:

$$\left. \begin{aligned} & J \cdot \int\limits_{x=o}^{x=l} \cos\frac{\alpha x}{l} \cos\left(\frac{\alpha x}{l} \cos\vartheta\right) dx \\ & = \frac{J\, l}{\alpha \sin^2\vartheta} \cdot \left[\sin\frac{\alpha x}{l} \cos\left(\frac{\alpha x}{l} \cos\vartheta\right) \right. \\ & \left. - \cos\vartheta \cos\frac{\alpha x}{l} \sin\left(\frac{\alpha x}{l} \cos\vartheta\right) \right]_{x=o}^{x=l} \end{aligned} \right\} \qquad (5)$$

Beispiel: Drei Halbwellen gleichphasig-strahlend (Figur 2).

Halbe Antennenlänge: $l = \frac{3}{4} \lambda$

$$\alpha = \frac{2\pi l}{\lambda} = \frac{2\pi \cdot \frac{3}{4}\lambda}{\lambda} = \frac{3}{2}\pi$$

Integrationsgrenzen:

1. $x = 0$ bis $x = \frac{l}{3}$

2. $x = \frac{l}{3}$ bis $x = l$

Stromverteilung:

1. $J_x = J \cos\frac{\alpha x}{l} = J \cos\frac{3\pi x}{2\, l}$

2. $J_x = J \cos\left(-\frac{\alpha x}{l}\right) = -J \cos\frac{3\pi x}{2\, l}$.

---

[1]) B. van der Pol jr., Ueber die Wellenlänge und Strahlung mit Kapazität und Selbstinduktion beschwerter Antennen. Jahrbuch d. drahtl. Telegr. u. Teleph. **13**, S. 217, 1918.

G. Marconi, Drahtlose Telegraphie, Jahrb. d. drahl. Telegr. u. Teleph. **21**, S. 58, 1923. D. R. P. 427599 und D. R. P. a. M. 96157.

Franklin: Brit. Pat. 263943.

L. Bergmann, Messungen im Strahlungsfelde einer in Grund- und Oberschwingungen erregten stabförmigen Antenne. Habilitationsschrift Marburg 1926. Ann. d. Ph. **82**, S. 504, 1927. Ref. Jahrbuch d. drahtl. Telegr. u. Teleph. **30**, S. 102, 1927.

R. Rüdenberg, Aussendung und Empfang elektrischer Wellen. Berlin 1926. (Dortselbst auch weitere Literatur.).

F. Ollendorff, Die Grundlagen der Hochfrequenztechnik. Berlin 1926.

Kontrolle der Stromverteilung:

1.	x	$=0$	$=\frac{l}{3}$
	$\cos\frac{\alpha x}{l}$	$=+1$	$=0$

2.	x	$=\frac{l}{3}$	$=\frac{2l}{3}$	$=l$
	$\cos\left(-\frac{\alpha x}{l}\right)$	$=0$	$=+1$	$=0$

Nach Gleichung (4) folgt die Strahlung:

$$S=\frac{2\pi c}{\lambda^2}\frac{\sin^2\vartheta}{r^2}\cdot\left[\int\limits_{x=0}^{x=\frac{l}{3}} J\cos\frac{3\pi x}{2l}\cos\left(\frac{3\pi x}{2l}\cos\vartheta\right)dx + \int\limits_{x=\frac{l}{3}}^{x=l} - J\cos\frac{3\pi x}{2l}\cos\left(\frac{3\pi x}{2l}\cos\vartheta\right)dx\right]^2$$

Die Lösung des Integrals von Gleichung (5) eingesetzt, folgt:

$$S=\frac{2\pi c\sin^2\vartheta}{\lambda^2 r^2}\cdot\frac{J^2\ l^2}{\frac{9\pi^2}{4}\sin^4\vartheta}\cdot$$

$$\cdot\left\{\left[\sin\frac{3\pi x}{2l}\cos\left(\frac{3\pi x}{2l}\cos\vartheta\right)-\cos\vartheta\cos\frac{3\pi x}{2l}\sin\left(\frac{3\pi x}{2l}\cos\vartheta\right)\right]_{x=0}^{x=\frac{l}{3}}\right.$$

$$\left.-\left[\sin\frac{3\pi x}{2l}\cos\left(\frac{3\pi x}{2l}\cos\vartheta\right)-\cos\vartheta\cos\frac{3\pi x}{2l}\sin\left(\frac{3\pi x}{2l}\cos\vartheta\right)\right]_{x=\frac{l}{3}}^{x=l}\right\}$$

Die Grenzen eingesetzt und für $l=\frac{3}{4}\lambda$ ergibt sich schließlich:

$$S=\frac{c}{2\pi r^2}\cdot\frac{J^2}{\sin^2\vartheta}\cdot\left[2\cos\left(\frac{\pi}{2}\cos\vartheta\right)+\right.$$
$$\left.+\cos\left(\frac{3\pi}{2}\cos\vartheta\right)\right]^2 .^{2)}$$

Gibt man in dieser Gleichung dem Strahlwinkel ϑ der Reihe nach verschiedene Werte zwischen 0 und 90°, so erhält man das Strahlungsdiagramm wie es Figur 2 in Polarkoordinaten zeigt. Zum Vergleich ist in Figur 3 dieselbe Antennenlänge, aber ungleichphasig-strahlend, und das Diagramm hierzu gezeichnet. Die Gleichung für letztere Antenne lautet bekanntlich:

$$S=\frac{c}{2\pi r^2}\cdot\frac{J^2}{\sin^2\vartheta}\cdot\cos^2\left(\frac{3\pi}{2}\cos\vartheta\right).$$

[2]) Die Strahlung von zwischengeschalteten Spulen ist unwesentlich gegenüber der Antennenstrahlung und kann daher vernachlässigt werden.

In gleicher Weise wie oben läßt sich die Strahlung von Antennen mit beliebiger Stromverteilung berechnen. Sind

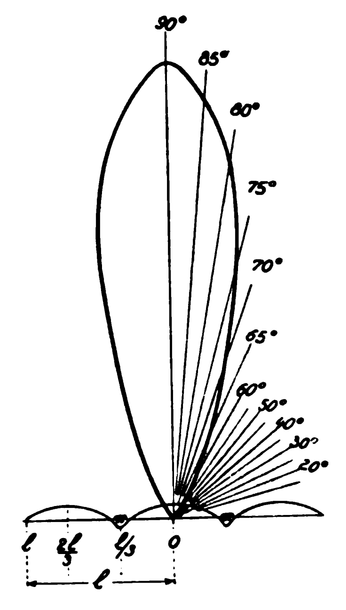


Fig. 2

in den verschiedenen Strahlungsteilen der Antenne die Stromamplituden an den Bauchstellen verschieden, so muß

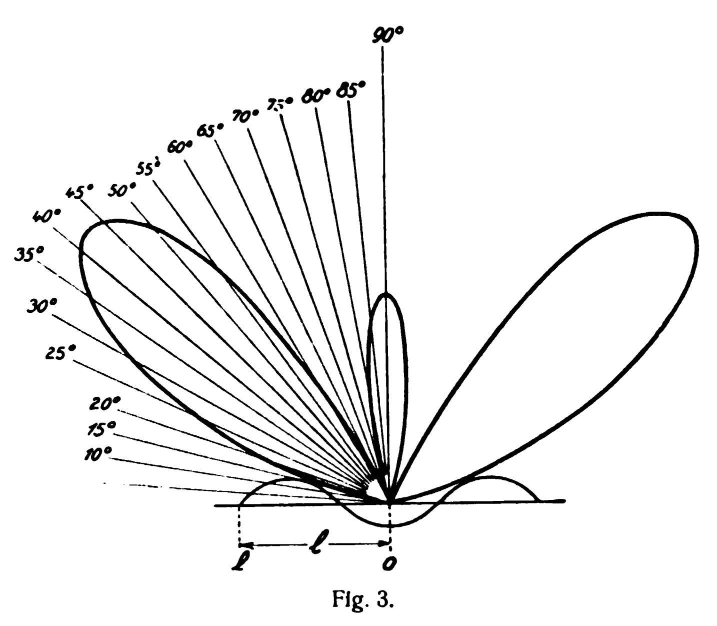


Fig. 3.

dies bei den Teil-Integralen entsprechend berücksichtigt werden. Für einige der praktisch bedeutsamen Fälle lauten die so ermittelten Gleichungen wie folgt:

a) Ungerade Halbwellenzahl gleichphasig-strahlender Antennen:

$$1\cdot\frac{\lambda}{2}\quad S_1=\frac{c}{2\pi r^2}\cdot\frac{J_1^2}{\sin^2\vartheta}\cdot\left[\cos\left(\frac{\pi}{2}\cos\vartheta\right)\right]^2$$

$$3\cdot\frac{\lambda}{2}\quad S_3=\frac{c}{2\pi r^2}\cdot\frac{J_3^2}{\sin^2\vartheta}\cdot\left[2\cos\left(\frac{\pi}{2}\cos\vartheta\right)+\cos\left(\frac{3\pi}{2}\cos\vartheta\right)\right]^2$$

(im Beispiel gerechnet!).

$$5\cdot\frac{\lambda}{2}\quad S_5=\frac{c}{2\pi r^2}\cdot\frac{J_5^2}{\sin^2\vartheta}\cdot\left[2\cos\left(\frac{\pi}{2}\cos\vartheta\right)+2\cos\left(\frac{3\pi}{2}\cos\vartheta\right)\right.$$
$$\left.+\cos\left(\frac{5\pi}{2}\cos\vartheta\right)\right]^2$$

$$7 \cdot \frac{\lambda}{2} \Big| S_7 = \frac{c}{2\pi r^2} \cdot \frac{J_7^2}{\sin^2 \vartheta} \cdot \Big[2 \cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \vartheta\right) + 2 \cos\left(\frac{3\pi}{2} \cos \vartheta\right) + 2 \cos\left(\frac{5\pi}{2} \cos \vartheta\right) + \cos\left(\frac{7\pi}{2} \cos \vartheta\right) \Big]^2$$

usw.

b) Gerade Halbwellenzahl gleichphasig-strahlender Antennen:

$$2 \cdot \frac{\lambda}{2} \Big| S_2 = \frac{c}{2\pi r^2} \cdot \frac{J_2^2}{\sin^2 \vartheta} \cdot \Big[1 + \cos\left(\pi \cos \vartheta\right) \Big]^2$$

$$4 \cdot \frac{\lambda}{2} \Big| S_4 = \frac{c}{2\pi r^2} \cdot \frac{J_4^2}{\sin^2 \vartheta} \cdot \Big[1 + 2 \cos\left(\pi \cos \vartheta\right) + \cos\left(2\pi \cos \vartheta\right) \Big]^2$$

$$6 \cdot \frac{\lambda}{2} \Big| S_6 = \frac{c}{2\pi r^2} \cdot \frac{J_6^2}{\sin^2 \vartheta} \cdot \Big[1 + 2 \cos\left(\pi \cos \vartheta\right) + 2 \cos\left(2\pi \cos \vartheta\right) + \cos\left(3\pi \cos \vartheta\right) \Big]^2$$

$$8 \cdot \frac{\lambda}{2} \Big| S_8 = \frac{c}{2\pi r^2} \cdot \frac{J_8^2}{\sin^2 \vartheta} \cdot \Big[1 + 2 \cos\left(\pi \cos \vartheta\right) + 2 \cos\left(2\pi \cos \vartheta\right) + 2 \cos\left(3\pi \cos \vartheta\right) + \cos\left(4\pi \cos \vartheta\right) \Big]^2$$

usw.

Einige Strahlungsdiagramme zu obigen Gleichungen sind in Figur 1 der vorausgehenden Arbeit enthalten.

Als Beispiel für einen komplizierteren Fall wird die Gleichung und das Strahlungs-Diagramm einer Vertikal-Antenne gegeben. Dieselbe ist $\frac{10}{4}\lambda$ lang und hat in $\frac{3}{4}\lambda$ und $\frac{7}{4}\lambda$ Entfernung vom Boden Spulen zur Phasenumkehrung. Die Erde kann hierbei als ersetzt durch das Spiegelbild der Antenne gedacht werden. Die Integrationsgrenzen sind durch die Unstetigkeiten im Stromverlauf gegeben. Es ist: $l = \frac{10}{4}\lambda$ und $a = 5\pi$.

Die auf obige Art ermittelte Gleichung lautet:

$$S = \frac{c}{2\pi r^2} \cdot \frac{J^2}{\sin^2 \vartheta} \cdot \Big\{ 2 \cos \vartheta \Big[\sin \cdot \left(\frac{7\pi}{2} \cos \vartheta\right) - \sin\left(\frac{3\pi}{2} \cos \vartheta\right) \Big] - \cos\left(5\pi \cos \vartheta\right) - 1 \Big\}^2$$

Das zugehörige Strahlungsdiagramm zeigt Figur 4.

Es ist späterhin beabsichtigt, die Strahlungswiderstände der behandelten Antennen zu berechnen und einige Strahlungsdiagramme experimentell mittels Empfänger im Flugzeug aufzunehmen.

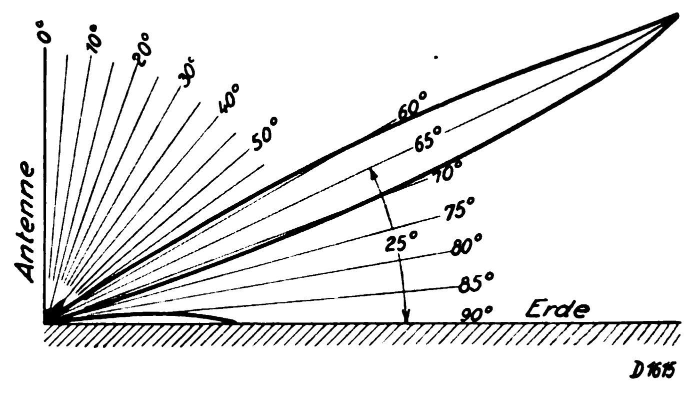


Fig. 4.

Im folgenden werden die Gleichungen zu den in Figur 2 der vorausgehenden Arbeit gezeichneten Strahlungsdiagrammen von Parabol-Reflektoren verschiedener Oeffnungsweiten angegeben:

$$\text{Allg.:}\ S_R = K \cdot \left[\frac{\sin\left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos \vartheta\right)}{\cos \vartheta} \right]^2$$

Hierbei ist:

K = Konstante,
d = Oeffnungsweite des Parabolzylinders gemessen in Wellenlängen,
λ = Wellenlänge,
ϑ = Strahlwinkel ($\vartheta = 90°$ für den Strahl in der Achse der Parabel).

Es ist also für:

$$d = \lambda \qquad S_{R_1} = K_1 \cdot \left[\frac{\sin\left(\pi \cos \vartheta\right)}{\cos \vartheta} \right]^2$$

$$d = 2\lambda \qquad S_{R_2} = K_2 \cdot \left[\frac{\sin\left(2\pi \cos \vartheta\right)}{\cos \vartheta} \right]^2$$

$$d = 3\lambda \qquad S_{R_3} = K_3 \cdot \left[\frac{\sin\left(3\pi \cos \vartheta\right)}{\cos \vartheta} \right]^2$$

Zusammenfassung.

Für Horizontal-Antennen, die durch Phasenumkehrspulen gleichphasig-strahlend gemacht sind, werden die Strahlungsgleichungen und Diagramme gegeben. Für den Fall einer drei Halbwellen langen Antenne sind zum Vergleich die Diagramme für gleichphasige und ungleichphasige Strahlung gezeichnet.

(Eingegangen am 22. Juni 1927.)

Abhängigkeit der An- und Abschwingvorgänge des Röhrensenders von den Betriebsbedingungen.

(Auszug aus der Diss. Halle 1925.)[1])

Von **Wilhelm Siegfried Pforte.**

Bei der drahtlosen Schnelltelegraphie und Telephonie spielt die Frage des An- und Abschwingens des Senders eine bedeutende Rolle; denn durch diese Vorgänge ist im ersteren Falle die Telegraphier-Geschwindigkeit, im anderen z. T. die Klangreinheit der Uebertragung bedingt. Es handelt sich also um die dynamischen Vorgänge bei der Modulation der Senderamplitude, um den Einfluß der Zeitkonstanten des Senders auf die Modulation.

Als Halbwertszeit des Anschwingens X_a wird hier bezeichnet die Zeitdauer vom Einschalten der Anodenspannung bis zum Erreichen der Hälfte der bei den gegebenen Verhältnissen maximal erreichbaren Senderamplitude. Die Halbwertszeit des Abschwingens X_k läuft vom Abschalten der Anodenspannung bis zum Abfall der Schwingung auf die Hälfte der Maximalamplitude. (Da die Randkurven der Amplituden je eine Asymptote parallel der Zeitachse besitzen, kann eben nicht die ganze Zeit gemessen werden, sondern nur ein Bruchteil.) Die Berechtigung dieser Methode ist bei den Abschwingprozessen wohl ohne weiteres gegeben, da die Randkurve angenähert eine e-Funktion ist; bei den Anschwingprozessen tritt beim gewöhnlichen Anschwingen eines Kreises auch eine e-Funktion als Randkurve auf, dagegen bei der Selbsterregung des Röhrensenders im allgemeinen eine Kurve mit Wendepunkt. Es wurde der Einfachheit halber auch im letzteren Falle die Methode der Halbwertszeit benutzt, jedoch für alle Kurven auch die Zeiten gemessen, die zum Erreichen von $4/5$ der Maximalamplitude nötig waren; der Charakter der aufgenommenen Kurven änderte sich nicht wesentlich. Eine Untersuchung dieser Vorgänge ist bisher wenig geschehen, für die oben angegebenen Fälle aber doch von gewisser Bedeutung.

Zur Fixierung dieser Vorgänge läßt sich ohne weiteres die Braunsche Röhre verwenden. Es sollte jedoch in diesem Falle der Schleifenoszillograph nach Siemens-Blondel benutzt werden, daraus ergab sich die Verwendung von Senderschwingungen bis etwa 3000 Hertz. Es wurde direkt der Strom im Schwingungskreise oszillographiert. Statt dieser einfachen Methode könnte auch folgende benutzt werden (besonders bei Trägerfrequenzen, die jenseits der Schleifenresonanz liegen.) Ein dem gegebenen Sender fast völlig gleichartiger wird sehr lose mit einem Zwischenkreis gekoppelt, auf den auch der Versuchssender induziert. Durch eine minimale Variation der Wellenlänge entstehen im stationären Zustand Schwebungen. Beim An- und Abschwingen wird eine Veränderung der Form der Randkurve der Schwebung auftreten. Entweder wird der Hilfssender gleichzeitig mit dem Versuchssender eingeschaltet, oder erst dann, wenn der Hilfssender seine stationäre Amplitude bereits erreicht hat. Je nachdem treten Ströme von der Form

$$J = B f(t) \sin \omega t + A f(t) \sin \omega' t = f(t) (B \sin \omega t + A \sin \omega' t)$$

oder

$$J = A f(t) \sin \omega t + B \sin (\omega' t + \varphi)$$

auf.

[1]) Vorgetragen auf der Gauversammlung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft (Gau Sachsen—Thüringen—Schlesien) zu Halle am 18. Nov. 1925.

Dabei ist $f(t)$ die Abhängigkeit der Amplitude von der Zeit, also die Randkurve der Schwingung, die gesucht ist. A und B sind Amplituden, ω und ω' Haupt- bzw. Hilfsfrequenz. Diese Ströme müssen nun für Benutzung des Siemensoszillographen gleichgerichtet werden. Daraus errechnet sich dann die Anschwingzeit. Offensichtlich ist die Behandlung der Schwebungsvorgänge hier nicht sehr einfach. Durch Aufnahme von dynamischen Modulationslinien kann man ebenfalls die An- und Abschwingvorgänge angenähert bestimmen (vgl. die vorige Arbeit und J. Schreiber Diss. Halle 1927). Da bei dieser Arbeit auf die Form der Anschwing- und Abschwingkurve Wert gelegt wurde, ist das erstere Verfahren benutzt worden: ein mittelfrequenter Sender wird direkt oszillographiert. Es wurden aufgenommen:[2]) 1. der Schwingungskreisstrom, 2. der Anodenstrom, 3. eine Zeitmarke. Der Schwingungskreisstrom dient der eigentlichen Untersuchung, er nimmt den Hauptteil des Filmes ein, der Anodenstrom dient hauptsächlich zur Ausmessung, da der Anodengleichstrom beim Ein- und Ausschalten der Anodenspannung unmittelbar den Zeitpunkt des betreffenden Schaltvorganges anzeigt. Die Zeitmarken wurden durch eine Stimmgabel von 50 Hertz hergestellt. Der Oszillograph war ein Instrument für nautische Zwecke von Siemens & Halske. Die Schleifen hatten 3000 Perioden Eigenfrequenz. Es wurde auf laufende Papierfilms photographiert. Der Sender war ein induktiv rückgekoppelter Röhrensender. Im Anodenkreis und Schwingungskreis lag je eine Oszillographenschleife. Die Variation der Rückkopplung ließ sich durch eine Schraubvorrichtung leicht erreichen. Die Daten des Senders sind: Röhre Telefunken *RS* 5 (*SH* 6502); Heizung 2,6 Amp.; Anodenspannung 440 V. (Stadtnetz); Schwingungskreis: Kapazität 2 *MF*, Spule 1,02 Henry, 14,5 Ω, eisenlos; Rückkopplung 0,9 Henry, 44,5 Ω, eisenlos; Frequenz 104 Hertz. Es wurden nun mit dieser Apparatur aufgenommen: Die Abhängigkeit der An- und Abschwinghalbzeiten X_a und X_k von den einzelnen Senderelementen.

$$X_{a,\,k} = f(S_x).$$

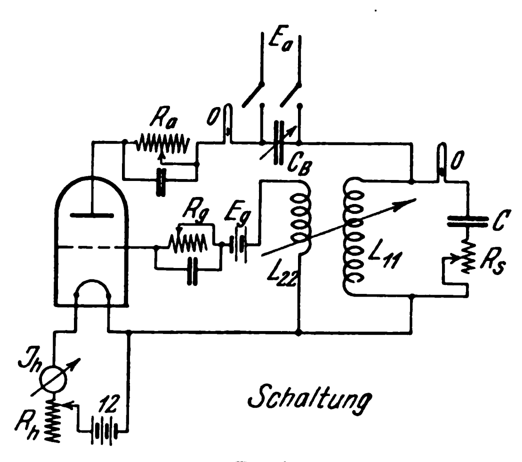


Fig. 1.

Das Schaltschema zeigt Fig. 1.

[2]) Vgl. die beigefügten Oszillogramme.

Der Heizkreis. Die Abhängigkeit der Zeitkonstanten vom Heizstrom

$$X_{\alpha,k} = f(I_h)$$

ist in Fig. 2 zur Anschauung gebracht. Aus dem Diagramm

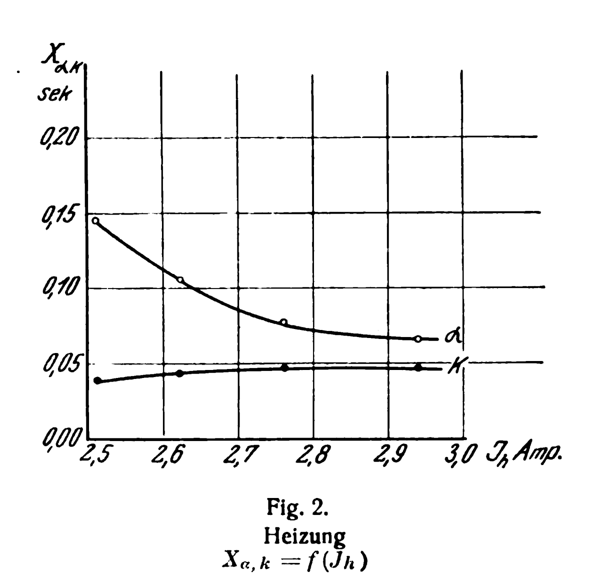


Fig. 2.
Heizung
$X_{\alpha,k} = f(J_h)$

folgt, daß mit größer werdender Heizung die Anschwingzeit fällt. Die Abschwingzeit, die ja wesentlich vom Widerstand des Schwingkreises abhängt, bleibt konstant. (Die geringe Veränderung ist durch einen Parallelwiderstand zur Schleife bedingt.) Durch die Vergrößerung der Heizung verschiebt sich die Kennlinie, daraus erklärt sich die Erscheinung.

Der Gitterkreis. Im Gitterkreise wurden drei Variationen vorgenommen: Die Variation der Gitterspannung, des Gitterwiderstandes und der Rückkopplung. Die Fig. 3 gibt den funktionalen Zusammenhang zwischen An- und Abschwingzeit und Gitterspannung.

$$X_{\alpha,k} = f(E_g).$$

Die Abfallzeit bleibt konstant. Die Kurve der Anschwingzeit

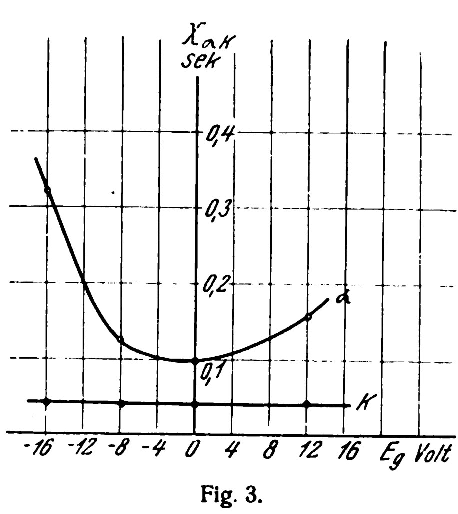


Fig. 3.
Gitterspannung
$X_{\alpha,k} = f(E_g)$

hat ein deutliches Minimum; wird sie mit der entsprechenden Modulationslinie verglichen (vgl. die vorige Arbeit), so zeigt sie ein etwa reziprokes Aussehen. Das ergibt sich bei der Mehrzahl der hier untersuchten Kurven. Daraus das paradox erscheinende Ergebnis: Um eine höhere stabile Amplitude zu erlangen, braucht ein Röhrensender u. U. eine kürzere Zeit als zur Erlangung einer kleineren Amplitude. Durch die erhöhte Gitterspannung wird der Arbeitspunkt auf der Kennlinie verschoben, daher variiert die Anschwingzeit.

Den Einfluß des Gitterwiderstandes auf die Anschwingzeit

$$X_{\alpha,k} = f(R_g)$$

zeigen die auf der Tafel abgebildeten Oszillogramme und die Fig. 4. Die Anschwingzeit nimmt hier sehr große

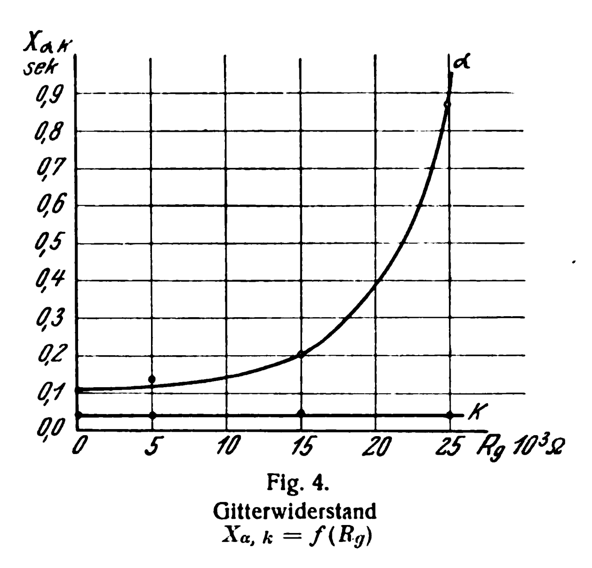


Fig. 4.
Gitterwiderstand
$X_{\alpha,k} = f(R_g)$

Beträge an. Als Widerstände wurden Oberflächenwiderstände mit parallel geschaltetem Brückkondensator benutzt; also eigentlich eine Pendelschaltung. Pendelungen wurden auch beobachtet und photographiert. Der Spannungsabfall an dem Widerstand wirkt wie eine negative Vorspannung. Daraus läßt sich die Wirkung erklären.

Den funktionalen Zusammenhang zwischen Rückkopplung K und Modulationszeit

$$X_{\alpha,k} = f(K)$$

gibt Fig. 5. Die Zeiten des Anschwingens werden auch hier

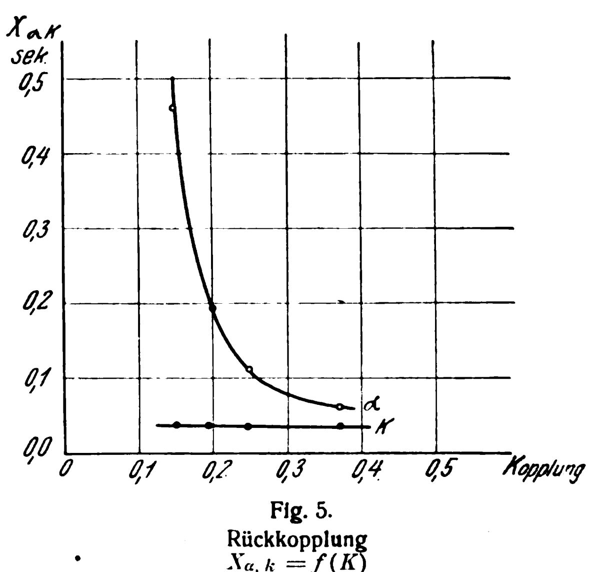
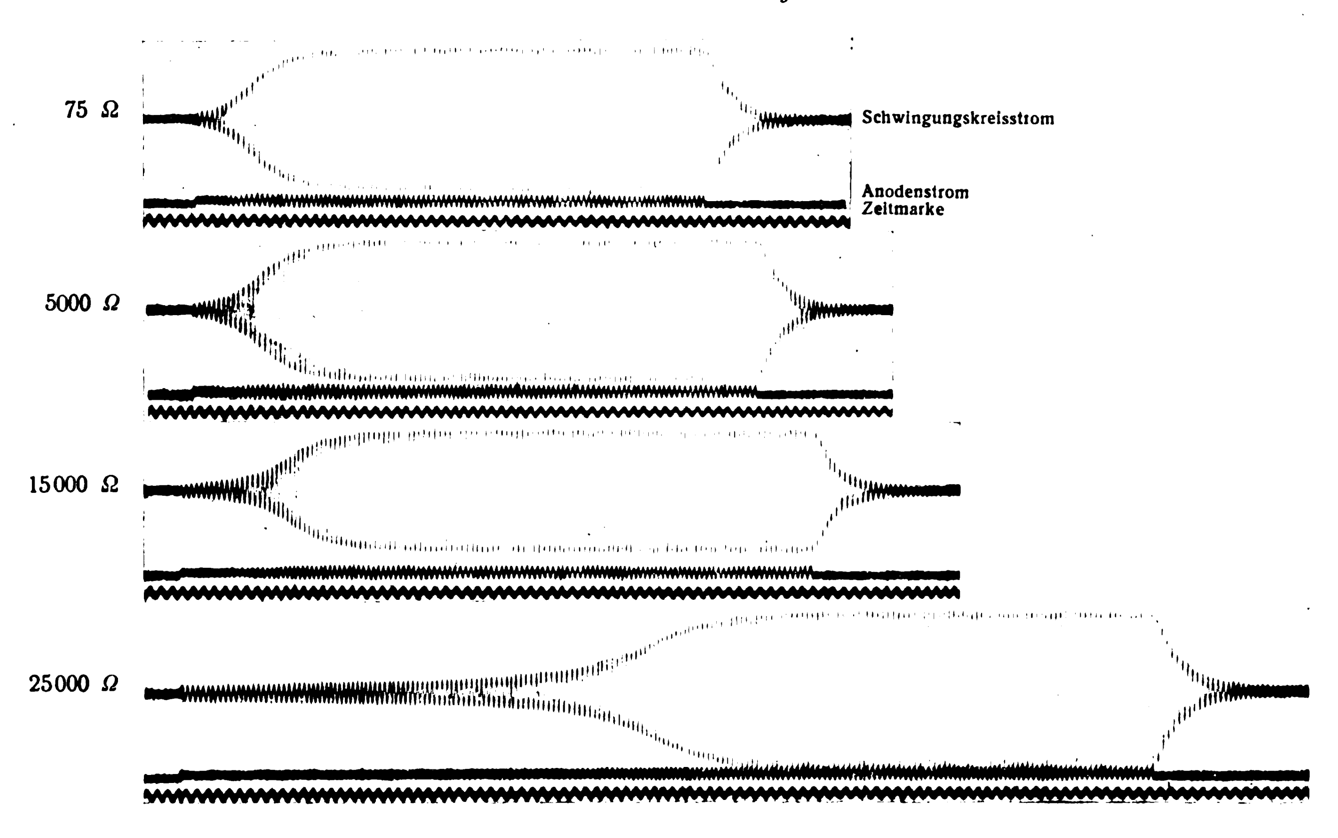


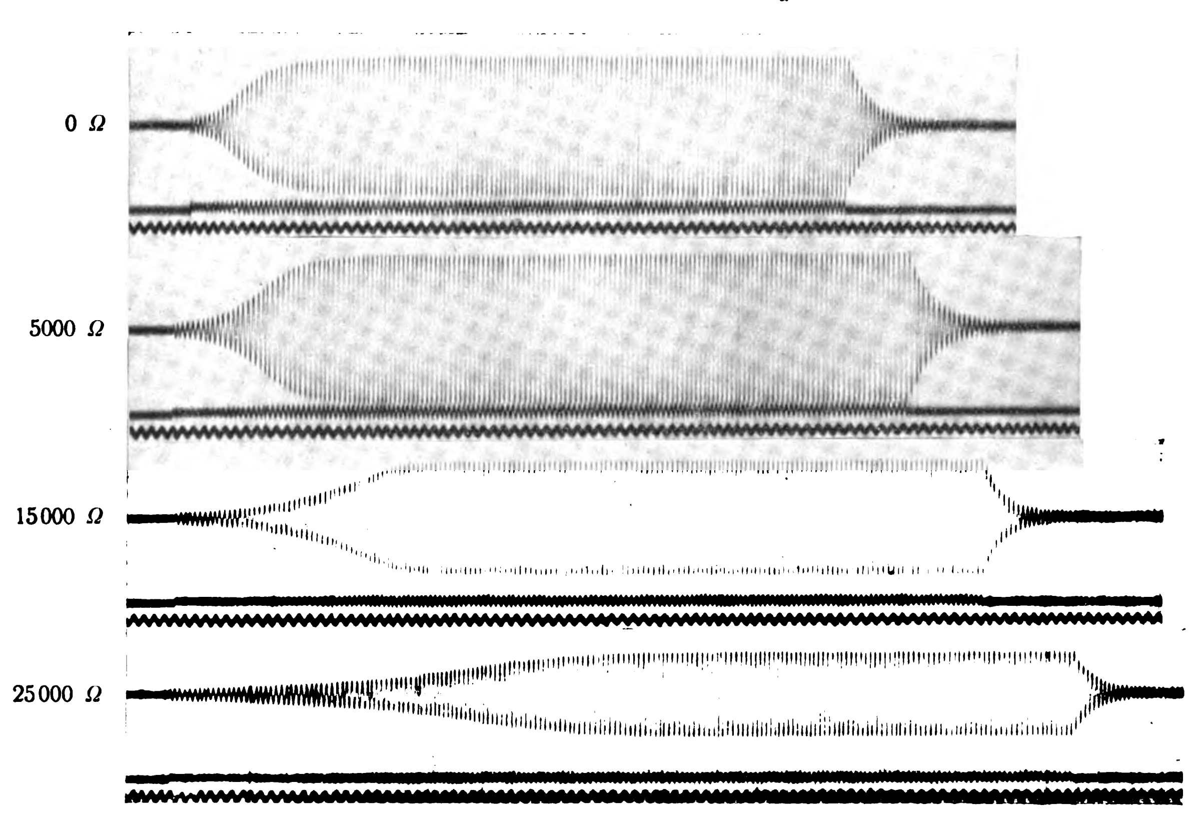
Fig. 5.
Rückkopplung
$X_{\alpha,k} = f(K)$

sehr beträchtlich. Die Abschwingzeit bleibt konstant. Mit stärkerer Kopplung verkürzt sich die Anschwingzeit bedeutend. — Mit loser werdender Rückkopplung wird die an der Rückkopplungsspule entstehende Induktionsspannung kleiner.





Anodenwiderstand R_a



Verlag von M. Krayn, Berlin W. 10

Zum Aufsatz: W. S. Pforte:
Abhängigkeit der An- und Abschwingvorgänge des Röhrensenders von den Betriebsbedingungen.



Der Anodenkreis. Es werden hier untersucht: die Anodenspannung, der Anodenwiderstand, der Schwingungskreiswiderstand und die Anodenspannungsparallelkapazität.

Den Einfluß der variierten Anodenspannung auf die Zeitkonstanten

$$X_{a,k} = f(E_a)$$

zeigt Fig. 6. Mit größerer Anodenspannung fällt die Anschwingzeit. Eine höhere Anodenspannung verschiebt die

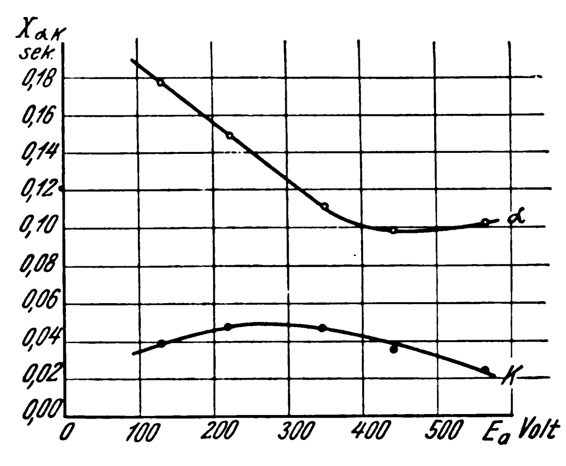


Fig. 6.
Anodenspannung
$X_{a,k} = f(E_a)$

Kennlinie nach links, die Steilheit wird größer im Arbeitspunkt $E_g = 0$; bei noch höheren Anodenspannungen muß die Kurve ein Aussehen bekommen, das Ähnlichkeit hat mit dem bei variierter Gitterspannung.

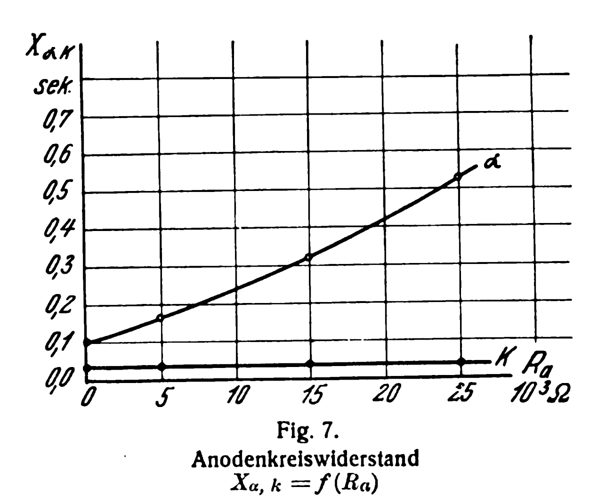


Fig. 7.
Anodenkreiswiderstand
$X_{a,k} = f(R_a)$

Den Zusammenhang zwischen dem Anodenkreiswiderstand R_a und den Modulationszeiten

$$X_{a,k} = f(R_a)$$

zeigt Fig. 7. Mit dem Größerwerden des Anodenwiderstandes tritt eine fast lineare Zunahme der Anschwingzeit ein. Die Vergrößerung des Anodenwiderstandes bewirkt eine Verkleinerung der tatsächlich an der Röhre liegenden Spannung. Die Abschwingzeit bleibt konstant.

Der Schwingungskreiswiderstand, dessen Zusammenhang mit den Modulationszeiten in Fig. 8

$$X_{a,k} = f(R_s)$$

dargestellt ist, hat direkten Einfluß auf die Abschwingdauer. Der Widerstand lag im kapazitiven Zweige des Schwingungskreises. Es ist in der Abbildung nur der zusätzliche Widerstand gezeichnet worden. Eine Vergrößerung des Schwin-

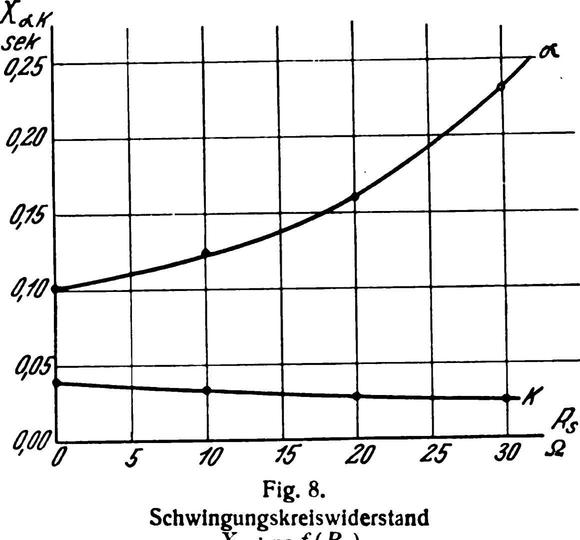


Fig. 8.
Schwingungskreiswiderstand
$X_{a,k} = f(R_s)$

gungskreiswiderstandes ruft eine Erhöhung der Anschwingdauer hervor und erniedrigt die Abschwingdauer.

Die letzte in diesem Zusammenhang untersuchte Größe ist die der Anodenspannung parallel gelegte Kapazität C_B. Die Darstellung ihres Zusammenhanges mit den An- und Abschwingprozessen zeigt Fig. 9

$$X_{a,k} = f(C_B).$$

Es ist ersichtlich, daß diese Kapazität keinen Einfluß auf die

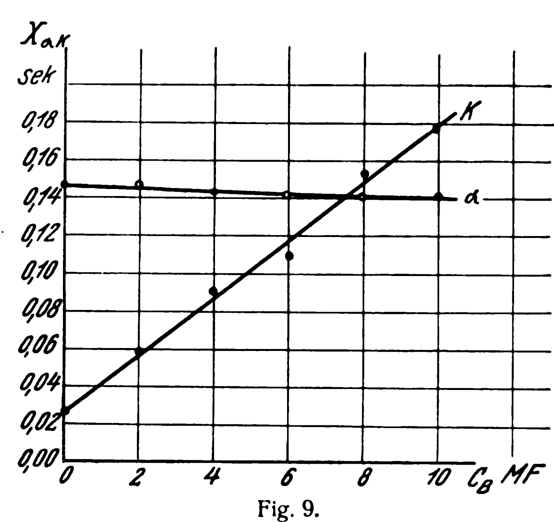


Fig. 9.
Anodenspannungsparallelkapazität
$X_{a,k} = f(C_B)$

Anschwingdauer hat, dagegen spielt sie bei den Abschwingprozessen eine wesentliche Rolle. Die Kapazität wirkt wie eine nach dem Abschalten noch vorhandene, mit der Zeit kleiner werdende Anodenspannung. Die Abschwingdauern wachsen etwa proportional der Größe der Kapazität. Hieraus ist der Einfluß zu ermessen, den ein solcher Kondensator hat bei Arbeiten, wo Spannungsschwankungen ausgeglichen werden sollen: Die Wirkung ist also proportional der Größe der Kapazität.

Wie wirken sich diese Verhältnisse nun bei Schnelltelegraphie aus? Eine „rechteckige Modulation" sei gegeben, also etwa ein Morsestrich. Das dazu gehörige Schwingungsbild (siehe Fig. 10) hat eine völlig veränderte Form. Wenn nun zu kurze Zeichen in zu kurzen Abständen fol-

gen, dann wird entweder das Maximum der Antennenstromstärke nicht erreicht oder der Anfang des nächsten Zeichens fällt noch in die Abschwingzeit des vorigen (oder

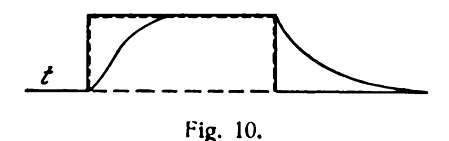


Fig. 10.

es finden beide Erscheinungen zusammen statt). Um den Sender voll auszunutzen, muß also gewartet werden, bis das Maximum erreicht ist; um den Empfänger auszunutzen, muß das Abfallen auf Null erreicht werden. Dieses Zurückgehen auf Null erreicht sehr gut das D. R. P. 394 319*). Das neue Morsezeichen wird nicht erst dann gegeben, wenn das alte voll abgeklungen ist, sondern schon vorher und zwar mit einem Phasenunterschied von π (180°). Nach dem Einschalten des neuen Zeichens subtrahieren sich die Amplituden des An- und Abschwingvorganges. Es lassen sich also hierdurch höhere Telegraphiegeschwindigkeiten erzielen. Ein Zwang zum Erreichen des Maximums liegt dagegen nicht vor.

Welche Bedeutung haben nun diese Vorgänge für die drahtlose Telephonie? Wäre die An- als auch die Abschwingdauer klein im Verhältnis zu einer Modulationsperiode, so hätten diese dynamischen Vorgänge keinen Einfluß auf die Modulation. Das wäre der günstigste Fall für Telephonie. Je größer nun die An- und Abschwingzeiten werden im Vergleich zu der Zeit einer Modulationsperiode, um so weniger wird die Trägerwelle moduliert; im Grenzfall tritt überhaupt keine Modulation auf. Zwischen diesen beiden Extremen liegen die Verhältnisse der Praxis. Beim Hinaufgehen auf das Maximum der Modulationsschwingung wird infolge der Anschwingzeit die Amplitude stets etwas kleiner bleiben als der Sollwert, beim Absteigen zum negativen Maximum dagegen bleibt die Trägeramplitude immer etwas größer. Da diese beiden Vorgänge (An- und Abschwingen) unsymmetrisch sind, erhält man außer einer zeitlichen Parallelverschiebung eine Verzerrung der Kurve. Diese Verzerrung tritt also schon auf, wenn An- und Abschwingdauer bei der Modulierung als konstant angesehen werden. Das ist aber nach den eben diskutierten Kurven nicht der Fall. Ändert sich die Amplitude der Trägerschwingung, so ändern sich in jedem Zeitelement auch die Zeitkonstanten. Alle diese Verhältnisse lassen bei der Modulation neue störende Oberwellen auftreten.

Bei den oben beschriebenen Messungen wuchs der Schwingungskreisstrom vom Nullwert an und fiel vom Maximalwert ab auf Null. Das entspricht etwa den Verhältnissen bei der Telegraphie. Bei Telephonie hat man i. a. einen bestimmten Wert des Schwingungskreisstromes, der verkleinert oder vergrößert wird. Die Vorgänge liegen hier also etwas anders als bei den oben beschriebenen Messungen; doch lassen sich aus diesen Betrachtungen auch Schlüsse über Telephonie ziehen.

Folgender interessante Fall wurde bei diesen Versuchen noch beobachtet. Ein Sender mit großer Anschwingzeit und kleiner Abschwingzeit schwang zuerst unmoduliert. Die Modulationsgitterwechselspannung wurde im Augenblick des positiven Maximums angelegt. Beim Herabgehen der Modulationsspannung fiel die Amplitude des Senders sehr stark, stieg darauf wieder ein wenig an, fiel wieder stark ab usw. Es trat allmählich eine Abdrosselung ein, der Sender schwang nicht mehr.

In allen diesen Modulationsvorgängen ist noch eine große Anzahl von Problemen enthalten, die für die Erreichung einer möglichst klangreinen Übertragung von Bedeutung sind.

Zum Schluß danke ich Herrn Prof. Dr. K. Schmidt für die Anregung zu dieser und der vorigen Untersuchung und die dauernde liebenswürdige Unterstützung bei ihrer Ausführung.

Zusammenfassung.

Die Arbeit beschäftigt sich mit den dynamischen Prozessen der Modulation, mit den An- und Abschwingvorgängen. Durch eine große Reihe oszillographischer Aufnahmen und ihre Auswertung wird die Abhängigkeit der An- und Abschwingprozesse von den verschiedenen Senderelementen des Heizkreises, des Gitterkreises und des Anodenkreises behandelt. Die Bedeutung dieser Vorgänge für Schnelltelegraphie und Telephonie wird gezeigt.

Laboratorium für angewandte Physik und Physikalisches Institut der Universität Halle.
Winter-Semester 1924/25.

(Eingegangen am 26. März 1927.)

[3]) ds. Jahrbuch 24, S. 127, 1924.

Die Berechnung der Scheinkapazität bei Widerstandsverstärkern.

Von Manfred von Ardenne und Wolfgang Stoff, Berlin.

Bei fast allen Verstärkerschaltungen muß der Einfluß der Kapazitäten zwischen den Röhren-Elektroden und den mit ihnen verbundenen Leitungsteilen berücksichtigt werden. Außerdem ist noch zu beachten, daß bei der eigentümlichen Schaltung dieser Kapazitäten durch die Verstärkerwirkung der Röhre eine scheinbare Vergrößerung der Gitter-Anode-Kapazität hervorgerufen wird. Diese Erscheinung wurde zuerst von Barkhausen und Möller festgestellt und erklärt.[1]) Die von ihnen entwickelten Formeln sind jedoch in den meisten Veröffentlichungen, die in letzter Zeit über die Dimensionierung von Widerstandsverstärkern erschienen sind, nicht sinngemäß ausgewertet worden. Meist wurden für die Scheinkapazität zu hohe Werte in Rechnung gesetzt, die, wie verschiedentlich festgestellt wurde[2]), mit den tatsächlichen Werten

[1]) H. Barkhausen: Elektronen-Röhren, 3. Auflage, Bd. 1, S. 98, Leipzig 1926.
H. G. Möller: Die Elektronenröhren, 2. Aufl., S. 57, Braunschweig 1922.

[2]) H. Riegger und F. Trendelenburg: Über die Verstärkung kurzer Wellen. Ztschr. f. techn. Phys. 5, S. 495, 1924, Heft 11.
E. Schrader: Über Kapazitäten in Elektronenröhren. Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Tel. 24, S. 27, 1924, Heft 2.
L. Müller, Brünn: Über die Kompensation der Anodenrückwirkung. Arch. f. Elektrot. 16, S. 251, 1926, Heft 3. Ref. ds. Jahrbuch 27, S. 183, 1926, Heft 6.



nicht übereinstimmten. Da für die theoretischen Überlegungen und die Rechnungen zur Bemessung von Widerstandsverstärkern neben einigen Betriebs- und Röhrenkonstanten nur noch die Scheinkapazität als gegeben zugrunde gelegt werden muß, ist die genaue Kenntnis dieser Größe von großer Bedeutung; dies gilt besonders für Verstärker mit hoher Verstärkungsziffer[3]), wie sie heute von zahlreichen deutschen Firmen hergestellt werden.

Für die Berechnung der Scheinkapazität ist in Fig. 1

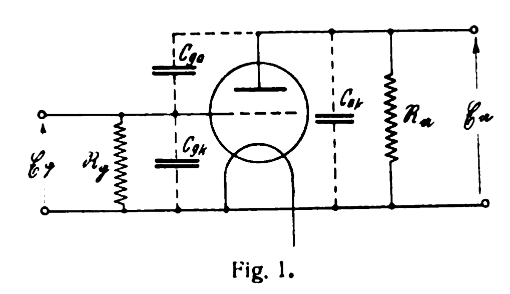


Fig. 1.

die vereinfachte Schaltung und in Fig. 2 das entsprechende

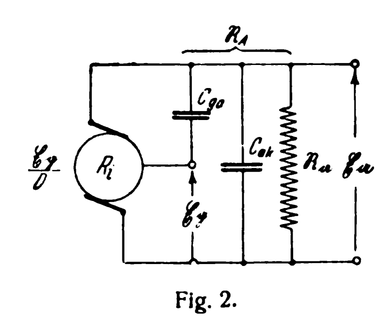


Fig. 2.

Ersatzschema einer Verstärkerstufe mit beliebiger Anodenbelastung dargestellt worden. Hierbei wird die Röhre gemäß der Barkhausen'schen Definition als Generator mit der *EMK* $\frac{\mathfrak{E}_g}{D}$ und dem inneren Widerstand R_i aufgefaßt. Parallel zum Widerstand $\mathfrak{R}_a$, der die äußere Anodenbelastung darstellt, liegen die Anode-Kathode-Kapazität C_{ak} und die mit der *EMK* $\mathfrak{E}_g$ in Reihe geschaltete Gitter-Anode-Kapazität C_{ga}. Die Gitterspannung $\mathfrak{E}_g$ sei gegeben; $\mathfrak{E}_a$ sei die Spannung am Gesamt-Widerstand $\mathfrak{R}_A$, der durch den eingeschalteten Widerstand $\mathfrak{R}_a$ und die parallel liegenden Kapazitäten gebildet wird. Für das Spannungsverhältnis $\frac{\mathfrak{E}_a}{\mathfrak{E}_g}$ besteht die bekannte Beziehung:

$$\frac{\mathfrak{E}_a}{\mathfrak{E}_g} = -\frac{1}{D} \cdot \frac{1}{1 + \frac{R_i}{\mathfrak{R}_A}} \tag{1}$$

Hierbei ist:

$$\frac{1}{\mathfrak{R}_A} = \frac{1}{\mathfrak{R}_a} + j \cdot \omega \cdot C_{ak} + j \cdot \omega \cdot C_{ga} \cdot \left(1 - \frac{\mathfrak{E}_g}{\mathfrak{E}_a}\right) \tag{2}$$

Durch Einsetzen dieses Wertes ergibt sich nach einer Umformung:

$$\frac{\mathfrak{E}_a}{\mathfrak{E}_g} = -\frac{1}{D} \cdot \frac{1 - j\,\omega \cdot C_{ga} \cdot D \cdot R_i}{1 + R_i \left(\frac{1}{\mathfrak{R}_a} + j \cdot \omega \cdot C_{ak} + j \cdot \omega \cdot C_{ga}\right)} \;{}^{4)} \tag{1a}$$

[3]) d. h. Verstärker, die nach dem Vorschlage des erstgenannten Verfassers große äußere Widerstände in Verbindung mit Röhren von kleinem Durchgriff benutzen.

[4]) Diese Formel entspricht der von E. Schrader in seiner Arbeit für einen spezielleren Fall entwickelten Beziehung.

Ebenso wie im Anodenkreis müssen die schädlichen Röhrenkapazitäten auch im Gitterkreis berücksichtigt werden. In Fig. 3 ist das entsprechende Ersatzschema dar-

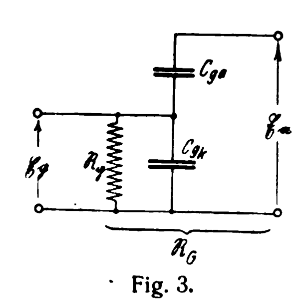


Fig. 3.

gestellt worden. $\mathfrak{R}_g$ sei ein beliebig gestalteter Scheinwiderstand, zu dem die Gitter-Kathodekapazität C_{gk} und die jetzt mit der *EMK* $\mathfrak{E}_a$ in Reihe liegende Kapazität C_{ga} parallel geschaltet sind. Der gesamte Gitterwiderstand $\mathfrak{R}_G$ berechnet sich dann auf Grund folgender Beziehung:

$$\frac{1}{\mathfrak{R}_G} = \frac{1}{\mathfrak{R}_g} + j \cdot \omega \cdot C_{gk} + j \cdot \omega \cdot C_{ga} \left(1 - \frac{\mathfrak{E}_a}{\mathfrak{E}_g}\right) \tag{3}$$

Um Formel (3) richtig auswerten zu können, soll der Phasenwinkel φ zwischen $\mathfrak{J}_a$ und $\mathfrak{E}_a$ und der Winkel ψ zwischen $\mathfrak{J}_a$ und $\mathfrak{E}_g$ eingeführt werden. Da dann zwischen $\mathfrak{E}_a$ und $\mathfrak{E}_g$ die Phasenverschiebung $(\varphi - \psi)$ besteht, läßt sich das Spannungsverhältnis $\frac{\mathfrak{E}_a}{\mathfrak{E}_g}$ in den reellen Bestandteil $\left|\frac{\mathfrak{E}_a}{\mathfrak{E}_g}\right| \cos(\varphi - \psi)$ und den imaginären $j \cdot \left|\frac{\mathfrak{E}_a}{\mathfrak{E}_g}\right| \sin(\varphi - \psi)$ zerlegen. Formel (3) lautet dann:

$$\frac{1}{\mathfrak{R}_G} = \frac{1}{\mathfrak{R}_g} + \omega C_{ga} \cdot \left|\frac{\mathfrak{E}_a}{\mathfrak{E}_g}\right| \sin(\varphi - \psi) + j\,\omega\,C_{gk} + j\,\omega\,C_{ga} \cdot \left(1 - \left|\frac{\mathfrak{E}_a}{\mathfrak{E}_g}\right| \cos(\varphi - \psi)\right) \tag{3a}$$

In dieser Formel wird die Scheinkapazität durch folgenden Ausdruck dargestellt:

$$C_{sch} = C_{gk} + C_{ga}\left(1 - \left|\frac{\mathfrak{E}_a}{\mathfrak{E}_g}\right| \cos(\varphi - \psi)\right) \tag{4}$$

Für die Scheinkapazität ist demnach nur der reelle Teil des Verhältnisses $\frac{\mathfrak{E}_a}{\mathfrak{E}_g}$ maßgebend[5]); d. h. bei ihrer Berechnung muß die Phasenverschiebung $(\varphi - \psi)$ zwischen $\mathfrak{E}_a$ und $\mathfrak{E}_g$ berücksichtigt werden[6]). Hierbei soll noch darauf hingewiesen werden, daß diese, wie die obige Ableitung zeigt, im allgemeinen nicht mit der Phasenverschiebung $\varphi_i - \varphi_a = \varphi$ im Anodenkreis übereinstimmt.

[6]) Vgl. M. v. Ardenne: Über die Dimensionierung von Niederfrequenzverstärkern mit Widerstandskopplung. **48**, S. 36, 1927, Heft 2.

A. Forstmann: Über die Verstärkung von im Hörbereich liegenden Schwingungen mit Widerstandsverstärkern. **28**, S. 157, 1926, Heft 5.

A. Forstmann gibt folgende Formel (2) an:

$$C_{sch} = C_{ak} + C_{gk} + C_{ga}(1 + V_v)$$

wobei V die Verstärkung und v eine Funktion von $\varphi_i - \varphi_a$ sein soll.

[5]) E. Schrader berücksichtigt in seiner Arbeit auch nur den reellen Teil der Verstärkung; die von ihm für die Scheinkapazität entwickelte Beziehung gilt jedoch nur, wenn $\mathfrak{R}_a$ ein rein Ohmscher nur durch die Röhrenkapazitäten belasteter Widerstand ist.



Je nach der Belastung des Anodenkreises lassen sich nach Barkhausen drei Fälle für die Rückwirkung auf den Gitterkreis unterscheiden:

1. $\mathfrak{R}_a$ ist ein rein Ohmscher Widerstand,
2. In $\mathfrak{R}_a$ überwiegt der induktive Bestandteil,
3. $\mathfrak{R}_a$ ist überwiegend kapazitiv.

Bei rein Ohmscher Belastung des Anodenkreises geht Formel (4) in die Möllersche Formel über:

$$C_{sch} = C_{gk} + C_{ga}\left(1 - \frac{\mathfrak{E}_a}{\mathfrak{E}_g}\right) \qquad (4a)$$

Die Voraussetzung einer rein Ohmschen Anodenbelastung trifft jedoch in der Praxis, insbesondere bei Widerstandsverstärkern meist nur für tiefe Frequenzen (unter etwa 500 Hertz) zu. Weiterhin ist zu beachten, daß selbst bei Einschaltung eines rein Ohmschen Widerstandes in den Anodenkreis für Hochfrequenz schon die unvermeidlichen Kapazitäten gemäß Formel (2) eine stark kapazitive Belastung hervorrufen.

Im allgemeinen ist der reelle Teil des Spannungsverhältnisses verschieden von seinem Betrag, und die Scheinkapazität muß nach Formel (4) berechnet werden; hierbei ist es gleichgültig, ob der Anodenkreis kapazitiv oder induktiv belastet ist. Es ist jedoch zu beachten, daß, wie Formel (3a) zeigt, der imaginäre Bestandteil des Verhältnisses $\frac{\mathfrak{E}_a}{\mathfrak{E}_g}$ eine Wirkkomponente im Gitterkreis hervorruft. Diese ist bei induktiver Belastung des Anodenkreises negativ; sie wirkt daher hier entdämpfend und kann unter Umständen eine Selbsterregung des Verstärkers verursachen[7]). Bei kapazitiver Belastung ist diese Wirkkomponente positiv und wirkt dämpfend auf den Gitterkreis.

Bei der Dimensionierung von Niederfrequenzverstärkern mit Widerstandskopplung handelt es sich meist darum, die Frequenzabhängigkeit im oberen Hörbereich, wo die kapazitive Belastung des Anodenkreises nicht zu vernachlässigen ist, zu ermitteln[8]). Man erhält hier nur richtige Resultate, wenn man die Scheinkapazität nach Formel (4) berechnet. Außerdem muß auch die im Gitterkreis auftretende Wirkkomponente, die oben erwähnt wurde, berücksichtigt werden. Diese bewirkt eine Verkleinerung des Gitterwiderstandes $\mathfrak{R}_G$ bei hohen Frequenzen; man trägt ihr am besten durch Annahme eines entsprechend kleineren Gitter-Ableitewiderstandes Rechnung. Berücksichtigt man beide Erscheinungen: die kleinere Scheinkapazität infolge der Phasenverschiebung und die Verkleinerung des Ableitewiderstandes, so erhält man eine wesentlich geringere Frequenzabhängigkeit im oberen Hörbereich, als sie sich bei der hier unzulässigen Benutzung von Formel (4a) ergeben würde.

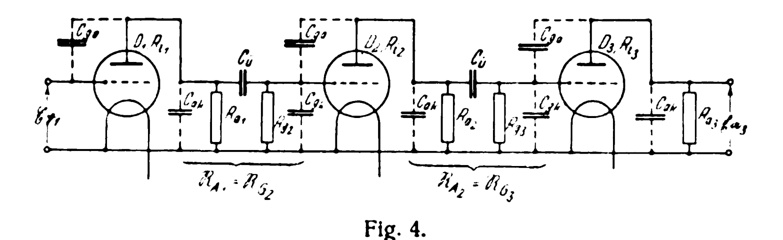


Fig. 4.

Die praktische Bedeutung der obigen Ueberlegungen ist am besten an Hand eines Zahlenbeispiels zu erkennen. Fig. 4 zeigt das vereinfachte Schaltschema eines Dreifach-Widerstandsverstärkers, wie er der Rechnung zugrunde gelegt werden soll. Die Daten der Einzelteile stimmen mit denen eines vom erstgenannten Verfasser gemessenen Verstärkers überein[9]):

$$\begin{aligned} R_{a_1} &= R_{a_2} = 3 \text{ Megohm} \\ R_{a_3} &= R_{i_3} \\ R_{g_2} &= R_{g_3} = 8{,}5 \text{ Megohm} \\ D_1 &= D_2 = 3{,}2\,\% \\ D_3 &= 20\,\% \\ R_{i_1} &= R_{i_2} = 0{,}7 \text{ Megohm.} \end{aligned}$$

Die Röhrenkapazitäten betragen nach unveröffentlichten. von Dr. Loewe bei normalem Schaltungsaufbau vorgenommenen Messungen etwa 1—2 cm; im folgenden soll ein Wert von 1,3 cm für C_{ga}, C_{gk} und C_{ak} angenommen werden[10]).

Das Endresultat wird nicht wesentlich beeinflußt, wenn man die vereinfachende Annahme eines rein Ohmschen Lautsprecherwiderstandes von der Größe $R_{a_3} = R_{i_3}$ macht, es ist dann zunächst:

$$\frac{\mathfrak{E}_{a_3}}{\mathfrak{E}_{g_3}} = -\frac{1}{2\,D} = -2{,}5.$$

Die weitere Rechnung soll für die an der Grenze des oberen Hörbereiches liegende Frequenz $f = 10\,000$ Hertz durchgeführt werden, da hier die kapazitive Belastung besonders stark in Erscheinung tritt. Bei dieser Frequenz kann man einfach setzen:

$$\mathfrak{R}_{A_1} = \mathfrak{R}_{G_2}; \qquad \mathfrak{E}_{a_1} = \mathfrak{E}_{g_2};$$
$$\mathfrak{R}_{A_2} = \mathfrak{R}_{G_3}; \qquad \mathfrak{E}_{a_2} = \mathfrak{E}_{g_3}.$$

Nach Formel (4a) ist: $C_{sch} = 1{,}3 + 1{,}3\,(1 + 2{,}5) = 5{,}85$ cm.
Hieraus folgt: $C_{ges} = C_{ak} + C_{ga} + C_{sch} = 8{,}45$ cm.
Formel (1a) lautet unter Vernachlässigung des Gliedes $j \cdot \omega \cdot C_{ga} \cdot D \cdot R_i$ gegen 1:

$$\frac{\mathfrak{E}_a}{\mathfrak{E}_g} = -\frac{1}{D}\,\frac{1}{1 + R_i\left(\frac{1}{R_a} + \frac{1}{R_g} + j\,\omega C_{ges}\right)}$$

Nach Einsetzen der Werte ergibt sich:

$$\frac{\mathfrak{E}_{a_2}}{\mathfrak{E}_{g_2}} = -\frac{100}{3{,}2} \cdot \frac{1}{1 + 0{,}32 + j \cdot 0{,}41}$$

$$\left|\frac{\mathfrak{E}_{a_2}}{\mathfrak{E}_{g_2}}\right| \cos(\varphi - \psi) = -21{,}6; \qquad \left|\frac{\mathfrak{E}_{a_2}}{\mathfrak{E}_{g_1}}\right| \sin(\varphi - \psi) = 6{,}80;$$

$$V_2 = 22{,}6.$$

Die statische Verstärkung dieser Stufe beträgt: $V = 23{,}8$; die dynamische Verstärkung in der zweiten Stufe ist also selbst bei der Frequenz 10 000 Hertz nahezu gleich der statischen Verstärkung. Von einer Frequenzbenachteiligung kann daher in dieser Stufe nicht die Rede sein; bei Untersuchung der dynamischen Kennlinienkrümmung ergibt sich, daß daher auch die Amplitudenverzerrungen in dieser Stufe sehr klein sind.

[7]) Vgl. H. Barkhausen l. c.

[8]) Eine ausreichende Durchlässigkeit des Verstärkers für tiefe Frequenzen läßt sich durch Wahl eines genügend großen Übertragungs-Kondensators erzielen.

[9]) Vgl. M. v. Ardenne: Über die Dimensionierung von Niederfrequenz-Verstärkern mit Widerstandskopplung ETZ l. c. S. 38, Abb. 4.

[10]) Etwa die gleichen Werte werden von der Radio-Röhrenfabrik Hamburg für ihre Type Valvo W angegeben.

Für die erste Stufe ist zu setzen:

$$C_{ges} = 3 \cdot 1{,}3 + 1{,}3 \cdot (1 + 21{,}6) = 33{,}3 \text{ cm}$$

$$R_{g_1} = \frac{1}{\frac{1}{8{,}5} + 0{,}62} = 1{,}4 \, M_g \, \Omega.$$

Es ergibt sich auf gleiche Weise wie oben:

$$\left|\frac{\mathfrak{E}_{a_1}}{\mathfrak{E}_{g_1}}\right| \cos(\varphi - \psi) = -9{,}6; \quad \left|\frac{\mathfrak{E}_{a_1}}{\mathfrak{E}_{g_1}}\right| \sin(\varphi - \psi) = 8{,}9;$$

$$V_1 = 13{,}1.$$

Trotzdem bei dieser Stufe, der einzigen reinen Widerstandsverstärkerstufe, die Phasenverschiebung $\varphi - \psi$ ziemlich groß (ca. 140°) ist[11]), sinkt die Verstärkung noch nicht auf die Hälfte der statischen Verstärkung. Das Gleiche gilt selbstverständlich für den ganzen Verstärker, hier ist:

$$V_{stat} = 1420$$

$$V_{10000} = 730 = 0.51 \cdot V_{stat}$$

Die angegebenen Verstärkungsziffern geben die Spannungsverstärkung an; sie zeigen gute Uebereinstimmung mit den schon erwähnten Messungen des erstgenannten Verfassers an einem Dreifachverstärker mit denselben Abmessungen. Nach den Messungen sinkt die Verstärkung bei Frequenz 10 000 auf den 0,516fachen Betrag der Maximal-Verstärkung; aus dieser Uebereinstimmung kann man schließen, daß die der Rechnung zugrunde gelegten Röhren-Kapazitäten den richtigen Werten sehr nahe kommen.

[11]) Die dynamische Kennlinienkrümmung in dieser Stufe ist dementsprechend auch größer; dafür sind aber die zugeführten Gitter-Wechselspannungen hier sehr klein.

Wie die vorhergehenden Rechnungen zeigen, lassen sich die bei Widerstandsverstärkern und allen anderen Verstärkerschaltungen, bei denen eine merkliche Anoden-Rückwirkung vorhanden ist, bestehenden Verhältnisse nur richtig erfassen, wenn man von der Anoden-Belastung der letzten Stufe ausgeht und rückwärts die einzelnen Verstärkerstufen durchrechnet. Man erhält ein falsches Bild, wenn man auf Grund willkürlicher Annahmen nur eine Stufe untersucht und dann das gewonnene Resultat z. B. bei Errechnung der Frequenzabhängigkeit eines Dreifach-Widerstandsverstärkers einfach mit der Anzahl der vorhandenen Verstärkerstufen multipliziert. Wie die obige Rechnung zeigt, ist bei dem untersuchten Dreifach-Niederfrequenzverstärker mit Widerstandskopplung nur die Frequenzabhängigkeit der ersten Stufe maßgebend.

Zusammenfassung.

Die Formel für die Berechnung der Scheinkapazität einer Verstärkerstufe mit beliebiger Anodenbelastung wird abgeleitet; hierbei muß die Phasenverschiebung zwischen $\mathfrak{E}_a$ und $\mathfrak{E}_g$ berücksichtigt werden. An Hand eines Zahlenbeispiels wird die Rückwirkung der Anodenbelastung auf den Gitterkreis bei den einzelnen Stufen eines Dreifach-Niederfrequenzverstärkers mit Widerstandskopplung gezeigt. Hierbei ist zu beachten, daß infolge dieser Rückwirkung neben einer zusätzlichen Kapazität ein zusätzlicher Ohmscher Widerstand im Gitterkreis angenommen werden muß. Weiterhin zeigt die Rechnung, daß bei dem erwähnten Dreifachverstärker nur die erste Stufe eine merkliche Frequenzabhängigkeit besitzt.

(Eingegangen am 16. April 1927.)

Über Arbeitskennlinien und die Bestimmung des günstigsten Durchgriffes von Verstärkerröhren.

Von **Albrecht Forstmann** und **Ernst Schramm**, Berlin.

Die bisher übliche Methode zur Feststellung des günstigsten Durchgriffes von Verstärkerröhren[1]) sind für die Praxis nicht brauchbar, da bei ihnen eine Berücksichtigung des Einflusses der Schaltelemente einerseits, der Größe der zu verstärkenden Amplituden andererseits nicht stattfindet. Will man daher für die Praxis brauchbare Resultate haben, so muß man einmal die durch die Schaltverhältnisse bedingten hinsichtlich der Röhren zu beachtenden Bedingungen feststellen und muß ferner die Verhältnisse derart gestalten, daß die so ermittelten Bedingungen für die zu verstärkenden Amplituden praktisch konstant sind.

Der Wirkungsgrad einer Röhre als Spannungsverstärker ist bekanntlich gegeben durch die Beziehung

$$W = \frac{1}{\alpha} \cdot \frac{|\mathfrak{R}_a|}{|\mathfrak{R}_a + R_i|} \tag{1}$$

Ist in dieser Formel $\mathfrak{R}_a$ von der Frequenz abhängig, so wird der Wert des Ausdruckes $\frac{|\mathfrak{R}_a|}{|\mathfrak{R}_a + R_i|}$ in Abhängigkeit von der Frequenz schwanken, d. h. der Wirkungsgrad der Röhre als Spannungsverstärker wird frequenzabhängig.

[1]) Vgl. Barkhausen: Elektronen-Röhren 1. Bd. 2. Aufl. S. 76, 1924.

Bei Belastung des Anodenkreises mit einem Ohmschen Widerstand hat W den Höchstwert für die tiefste zu verstärkende Frequenz, während sein Wert mit wachsender Frequenz infolge des Einflusses der unvermeidlichen Röhren- und Leitungskapazitäten, die als dem Ohmschen Widerstand parallel liegend wirken, abnimmt.

Aus dieser Tatsache ergibt sich ein Grenzwert für R_i, dessen Ableitung an anderer Stelle gegeben ist[2]), und zwar erhält man, wenn man den Absolutwert des äußeren Widerstandes für die höchste Frequenz mit $|\mathfrak{R}_{a_h}|$ bezeichnet, als Grenzwert für R_i die Beziehung

$$R_i = |\mathfrak{R}_{a_h}| \sqrt{\sqrt[n]{4} - 1} \tag{2}$$

wobei n die Anzahl der Verstärkersysteme bezeichnet.

Als oberer Grenzwert für R_i überhaupt, also dann, wenn man den Einfluß des Ohmschen Anteils des äußeren Widerstandes vernachlässigen kann, ergibt sich die Beziehung

$$R_i = \frac{1}{\omega_h \, C_{sch}} \sqrt{\sqrt[n]{4} - 1} \tag{2a}$$

[2]) A. Forstmann: Über die Verstärkung von im Hörbereich liegenden Schwingungen mit Widerstandsverstärkern, ds. Jahrb. Bd. 28, S. 156 und 205, 1926.



die sich mit der von H. F. Mayer[3]) für 2 Verstärkersysteme angegebenen Grenzwertformel deckt.

Bei Belastung des Anodenkreises mit einer Drossel oder einem Transformator ergeben sich ganz ähnliche Beziehungen. Der Wert für W ist am größten für den Resonanzfall, während bei hohen Frequenzen infolge des Einflusses des kapazitiven, bei tiefen Frequenzen infolge desjenigen des induktiven Anteils des äußeren Widerstandes eine Abnahme von W eintritt.

Durch diese Einflüsse ist also ein Grenzwert für R_i gegeben, und zwar wird dieser bestimmt durch den geringsten Wert von $\mathfrak{R}_a$, d. h. ist, — wenn $|\mathfrak{R}_{a_h}|$ wieder den Absolutwert des äußeren Widerstandes für die höchste Frequenz, $|\mathfrak{R}_{a_t}|$ den Absolutwert des äußeren Widerstandes für die tiefste Frequenz bezeichnet — $|\mathfrak{R}_{a_h}| > |\mathfrak{R}_{a_t}|$, so ist der Grenzwert für R_i gegeben durch die Beziehung

$$R_i = |\mathfrak{R}_{a_t}| \sqrt{\sqrt[n]{4} - 1};$$

ist hingegen $|\mathfrak{R}_{a_h}| < |\mathfrak{R}_{a_t}|$, so ist der obere Grenzwert für R_i ausgedrückt durch

$$R_i = |\mathfrak{R}_{a_h}| \sqrt{\sqrt[n]{4} - 1}.$$

Da in der Praxis der schädliche Einfluß des kapazitiven Anteils des äußeren Widerstandes bei hohen Frequenzen fast immer geringer sein wird als der des induktiven Anteils bei tiefen Frequenzen, so ist der Grenzwert von R_i bei Belastung des Anodenkreises durch eine Drossel oder einen Transformator praktisch immer gegeben durch die Beziehung

$$R_i = |\mathfrak{R}_{a_t}| \sqrt{\sqrt[n]{4} - 1} \qquad (3)$$

oder wenn man Ohmschen und kapazitiven Anteil des äußeren Widerstandes vernachlässigt, durch die Beziehung

$$R_i = \omega_t L \sqrt{\sqrt[n]{4} - 1} \qquad (3a)$$

Wäre nun die Gleichung der Arbeitskennlinie durch eine lineare Funktion wiedergegeben, so wäre es gleichgültig, an welchem Punkte der Kennlinie man den Grenzwert für R_i feststellen würde; da dies aber nicht der Fall ist, R_i vielmehr für jeden Punkt der Charakteristik einen anderen Wert hat, wobei R_i umso größer ist, je negativer das Gitterpotential wird, so gilt der Grenzwert für R_i für den dem Punkte größter negativer Gitterspannung entsprechenden Punkt auf der Arbeitscharakteristik für die kritische Grenzfrequenz.

Definiert man als Arbeitskennlinie die Bewegung des dynamischen Arbeitspunktes durch das Kennlinienfeld in Abhängigkeit von der Gitterwechselspannungsamplitude, so wird diese für rein Ohmsche Belastung des Anodenkreises wiedergegeben durch eine für das Arbeitsgebiet als geradlinig anzusehende Linie mit der Steilheit

$$S_A = \frac{1}{\alpha} \cdot \frac{1}{R_a + R_i} \qquad (4)$$

Enthält der äußere Widerstand eine induktive oder kapazitive Komponente, so wird die Arbeitskennlinie — mit Ausnahme des Resonanzfalles — nicht mehr durch eine Gerade sondern durch eine Ellipse dargestellt[4]), die Steilheit der Arbeitskennlinie ist komplex und wird wiedergegeben durch die Beziehung

$$\mathfrak{S}_A = \frac{1}{\alpha} \cdot \frac{1}{\mathfrak{R}_a + R_i} \qquad (5)$$

Da es nun für den Wirkungsgrad einer Röhre als Spannungsverstärker gleichgültig ist, wie Anodenstrom und Anodenspannung hinsichtlich der Phase zusammengesetzt sind, so kann man die Arbeitskennlinie für unsere weiteren Betrachtungen wiedergeben durch eine im Arbeitsgebiet gerade Linie mit der Steilheit

$$|\mathfrak{S}_A| = \frac{1}{\alpha} \cdot \frac{1}{|\mathfrak{R}_a + R_i|} \qquad (6)$$

Diese Linie kann man sich aber auch entstanden denken durch Belastung des Anodenkreises mit einem Ohmschen Widerstand R'_a. Dann muß sein

$$|\mathfrak{S}_A| = \frac{1}{\alpha} \cdot \frac{1}{|\mathfrak{R}_a + R_i|} = \frac{1}{\alpha} \cdot \frac{1}{R'_a + R_i}$$

Daraus folgt:

$$R'_a = |\mathfrak{R}_a + R_i| - R_i$$

Die Abhängigkeit des Anodenstromes J_a von der Gitterspannung E_g wird für eine Röhre mit dem Durchgriff α und der Anodenspannung E_a bekanntlich durch die Langmuir-Schottkysche Formel

$$J_a = k\left[\frac{1}{1+\alpha}\left(E_g + \alpha\, E_a\right)\right]^{3/2} \qquad (7)$$

dargestellt. Diese Gleichung gilt für den Fall, daß der Anodenkreis unbelastet ist, ist also die Gleichung der statischen Kennlinie. Aus ihr erhält man durch Differentiation die Steilheit $S = \frac{d\,J_a}{d\,E_g}$ als Funktion der Gitterspannung

$$S = {}^3/_2 \frac{k}{1+\alpha}\left[\frac{1}{1+\alpha}\left(E_g + \alpha\, E_a\right)\right]^{1/2} \qquad (8)$$

Die beiden Funktionen $J_a = f(E_g)$ und $S = g(E_g)$ stellen stetig gekrümmte Kennlinien ohne Wendetangente dar. Der bei manchen Röhren mit niedriger Emission auftretende Wendepunkt erklärt sich zum Teil aus dem Uebergang der Kennlinie in die Sättigungsgerade. Diese Fälle schalten wir bei unseren Betrachtungen aus, da hier die die Form der Kennlinie verändernden Faktoren rechnerisch schwer zu erfassen sind und auch bei den modernen hochemittierenden Röhren der für Verstärkerzwecke allein in Frage kommende Teil der Kennlinie im Gebiet negativer Gitterspannung im wesentlichen dem Langmuir-Schottkyschen Gesetze folgt.

Legt man in den Anodenkreis der Röhre einen Ohmschen Widerstand R_a, so führt der durch den Anodenstrom in ihm hervorgerufene Spannungsabfall zu einer Verminderung der Anodenspannung und damit zur Verminderung des Anodenstromes. Für die Abhängigkeit des Anodenstromes von der Gitterspannung ergibt sich dann aus Gleichung (7)

$$J_{a_A} = k\left[\frac{1}{1+\alpha}\left(E_g + \alpha\left\{E_a - J_{a_A} \cdot R_a\right\}\right)\right]^{3/2} \qquad (9)$$

[3]) H. F. Mayer: Über verzerrungsfreie Niederfrequenzwiderstandsverstärkung, E. T. Z. Jahrg. 48, Heft 1, S. 10, 1922.

[4]) Möller: Die Elektronenröhren, 2. Aufl., S. 71, 1922.



und daraus durch Differentiation für die Steilheit der Arbeitscharakteristik

$$S_a = \frac{1}{\dfrac{1}{^3/_2 k \cdot \dfrac{1}{1+\alpha}\left[\dfrac{1}{1+\alpha}\left(E_g + \alpha\left\{E_a - J_{a_A}\cdot R_a\right\}\right)\right]^{1/2}} + \alpha R_a}. \quad (10)$$

Stellt man die Arbeitscharakteristik als Funktion von $E_g - \alpha \cdot J_{a_A} \cdot R_a$ dar, so erhält man eine Kurve, die den gleichen Verlauf hat wie die statische Kennlinie. Der Ausdruck

$$^3/_2\, k \cdot \frac{1}{1+\alpha}\left[\frac{1}{1+\alpha}\left(E_g + \alpha\left\{E_a - J_{a_A}\cdot R_a\right\}\right)\right]^{1/2}$$

stellt also die Steilheit S der statischen Kennlinie für die Gitterspannung $E_g - \alpha\, J_{a_A}\, R_a$ dar. Der Anodenstrom in diesem Punkte ist der gleiche wie der der Arbeitskennlinie bei der Gitterspannung E_g. Man kann deshalb auch schreiben

$$S_A = \frac{1}{\dfrac{1}{S} + \alpha\, R_a};$$

aus dieser folgt dann Formel (4)

$$S_A = \frac{1}{\alpha\,(R_i + R_a)}$$

wobei S und R_i für die statische Kennlinie und S_A für die Arbeitskennlinie für den gleichen Anodenstrom zu berechnen sind (Fig. 1).

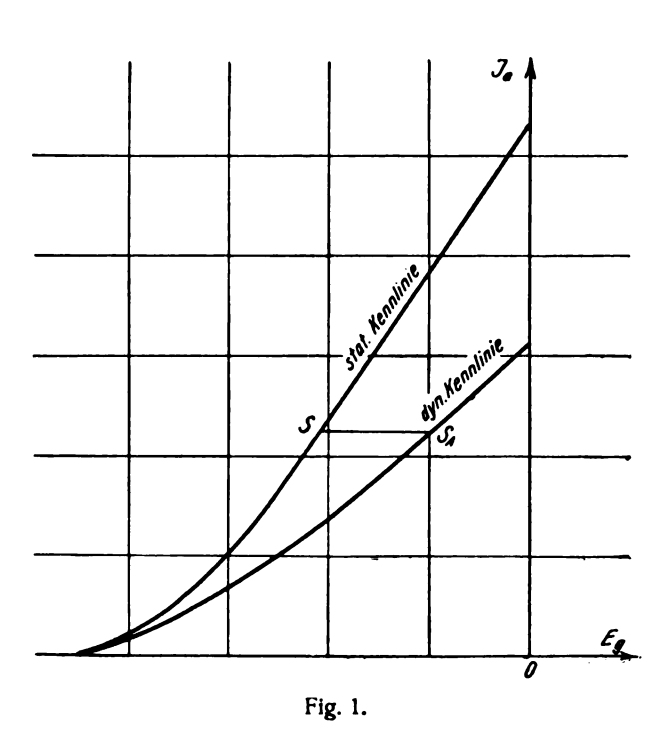


Fig. 1.

Da R_a stets positiv ist, muß S_A immer kleiner sein als S. Die Arbeitskennlinie verläuft flacher als die statische Kennlinie. Es ergibt sich ferner aus Formel (9), daß der Anodenstrom für dieselbe Gitterspannung gleich Null wird wie bei der statischen Kennlinie.

Wird der Anodenkreis durch einen komplexen Widerstand $\mathfrak{R}_a$ belastet, so ergibt sich für die Steilheit der Arbeitskennlinie entsprechend der Formel (4) die oben angegebene Formel (5)

$$\mathfrak{S}_A = \frac{1}{\alpha} \cdot \frac{1}{\mathfrak{R}_a + R_i}.$$

Der Betrag dieser Steilheit ergibt sich entsprechend Formel (6) zu

$$|\mathfrak{S}_A| = \frac{1}{\alpha} \cdot \frac{1}{|\mathfrak{R}_a + R_i|}.$$

Hierbei wird R_i wieder für die statische, $|\mathfrak{S}_A|$ für die Arbeitskennlinie bei gleichem Anodenstrom berechnet. Die Verflachung der Arbeitskennlinie für diesen Fall ist also sowohl von dem reellen als auch von dem imaginären Teil des äußeren Widerstandes abhängig.

Da der Anodengleichstrom in den nicht Ohmschen Anteilen des äußeren Widerstandes keinen Spannungsabfall hervorruft, kommt für die Bestimmung des Anodenruhestromes für eine bestimmte Gitterspannung, des statischen Arbeitspunktes, nur der Ohmsche Anteil R_a in Frage. Für diesen Ruhestrom bei einer festen Gitterspannung e_g ergibt sich also aus Formel (9)

$$J_{a(e_g)} = k\left[\frac{1}{1+\alpha}\left(e_g + \alpha\left\{E_a - J_{a(e_g)} \cdot R_a\right\}\right)\right]^{3/2}. \quad (11)$$

Die Form der Arbeitskennlinie aber ergibt sich gleichfalls aus Formel (9) zu

$$J_{a_A} = K\left[\frac{1}{1+\alpha}\left(E_g + \alpha\left\{E_a - J_{a_A}(|\mathfrak{R}_a + \mathfrak{R}_i| - \mathfrak{R}_i)\right\}\right)\right]^{3/2} \quad (12)$$

Um nun die Gleichung der Arbeitskennlinie nach Form

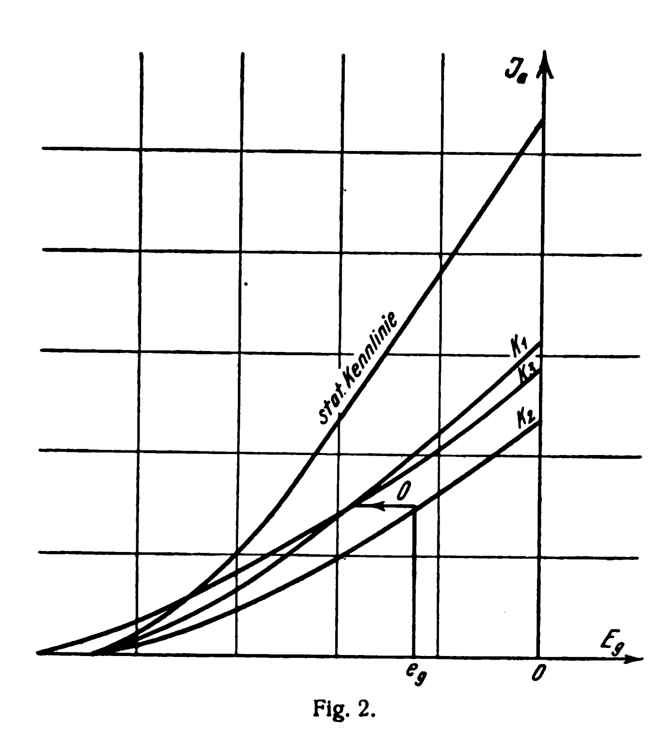


Fig. 2.

und Lage richtig zu bestimmen, müssen wir in Fig. 2 bzw. Fig. 3 die durch Formel (12) dargestellte Kurve K_2 so verschieben, daß sie die durch Formel (11) dargestellte Kurve K_1 bei der Gitterspannung e_g schneidet. Dadurch erhalten wir die Kurve K_3. Ist K_3 gegen K_2 um O Volt

Gitterspannung verschoben worden, so folgt die Kurve K_3 der Gleichung

$$J_{a_A} = k\left[\frac{1}{1+\alpha}\left(E_g + O + \alpha\left\{E_a - J_{a_A}\cdot R'_a\right\}\right)\right]^{3/2}. \quad (13)$$

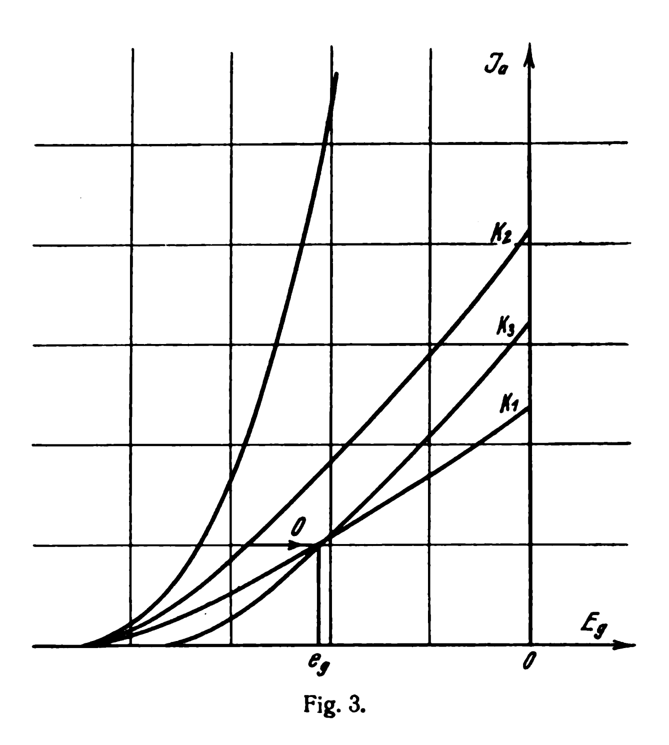


Fig. 3.

Das Verschiebungsglied O muß abhängig sein von der Differenz zwischen dem äußeren Widerstand und seinem Ohmschen Anteil. Dies wird durch die Berechnung bestätigt. Auf der Kurve K_2 erhalten wir den gleichen Anodenstrom bei einer um O Volt höheren Gitterspannung als auf der Kurve K_3. Es ergibt sich also für die Kurve K_2

$$J_{a(e_g+O)} = k\left[\frac{1}{1+\alpha}\left(e_g + O + \alpha\left\{E_a - J_{a(e_g+O)}\cdot R'_a\right\}\right)\right]^{3/2} \quad (14)$$

Dieser Strom ist der gleiche, wie der durch Formel (11) dargestellte. Man erhält daher aus den Formeln (11) und (14)

$$\alpha(E_a - J_{a(e_g)}\cdot R_a) = O + \alpha(E_a + J_{a(e_g)}\cdot R'_a)$$

oder

$$O = \alpha\cdot J_{a(e_g)}\,(|\mathfrak{R}_a + R_i| - (R_a + R_i)). \quad (15)$$

Die Formel (13) stellt die Gleichung der Arbeitskennlinie in der allgemeinsten Form dar. Hat man einen reellen äußeren Widerstand, so wird $|\mathfrak{R}_a| = R_a$ und damit $O = 0$, und die Gleichung (13) geht in die Gleichung (9) über. Für die komplexe Belastung des Anodenkreises kommen vornehmlich zwei Fälle in Frage, nämlich die Serienschaltung eines Ohmschen Widerstandes mit einer Selbstinduktion und die Parallelschaltung eines Ohmschen Widerstandes mit einer Kapazität. Im ersten Falle wird $|\mathfrak{R}_a| > R_a$ und damit das Verschiebungsglied O positiv, es erfolgt also eine Verschiebung in dem in Fig. 2 angegebenen Sinne. Die Steilheit der durch den gesamten äußeren Widerstand bedingten Arbeitskennlinie ist kleiner als die der Kennlinie, die dem rein Ohmschen Anteile des Widerstandes entspricht. Liegen aber Ohmscher Widerstand und Kapazität parallel, so wird $|\mathfrak{R}_a| < R_a$ und O negativ, d. h. die Steilheit der Arbeitskennlinie wird größer als die Steilheit der dem Ohmschen Anteil des äußeren Widerstandes entsprechenden, und die Verschiebung erfolgt in der umgekehrten Richtung wie im ersteren Falle. Wir haben also Verhältnisse, wie sie in der Fig. 3 dargestellt sind.

Hinsichtlich der Gestaltung der Arbeitskennlinien bei beliebiger Belastung des Anodenkreises ist folgendes zu sagen:

Bei Belastung des Anodenkreises mit einer Drossel oder einem Transformator wird die Steilheit der dynamischen Kennlinie um so kleiner sein, je höher, von niedrigen Frequenzen ausgehend, die Frequenz ist. Das bedeutet, daß der aussteuerbare Kennlinienteil um so größer wird, im Vergleich zur statischen Röhrenkennlinie, je höher die Frequenz ist, da dann die dynamische Kennlinie gegenüber der statischen erst bei stärker negativen Gitterpotentialen gekrümmt wird. Kurz ausgedrückt erfährt die dynamische Kennlinie durch Drehung im statischen Arbeitspunkte gegenüber der statischen Röhrenkennlinie eine Verflachung, wie in Fig. 4 dargestellt.

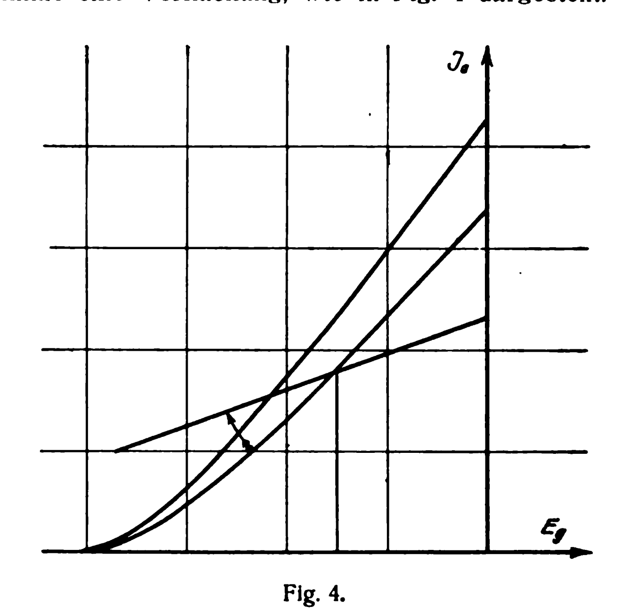


Fig. 4.

Hierbei ist jedoch die immer vorhandene schädliche Kapazität nicht berücksichtigt. Die dynamische Kennlinie wird sich zunächst so lange verflachen, bis der Scheinwiderstand der Selbstinduktion gleich dem Scheinwiderstand der schädlichen Kapazität wird. In diesem Falle würde der äußere Scheinwiderstand unendlich groß werden, die dynamische Kennlinie verliefe parallel zur Abscisse, und zwar in dem Abstand, der dem durch die Spule fließenden Gleichstrom entspricht. Mit weiter zunehmender Frequenz würde dann die dynamische Kennlinie unter dem Einfluß der schädlichen Kapazität wieder fallen, und bei sehr hohen Frequenzen schließlich in die entsprechende statische Röhrenkennlinie übergehen.

Bei Belastung des Anodenkreises mit einem Ohmschen Widerstand und parallel liegender schädlicher Kapazität wird die Steilheit der dynamischen Kennlinie mit wachsender Frequenz wachsen, das bedeutet, daß der aussteuerbare Bereich gegenüber dem bei niedrigen Frequenzen vorhandenen mit wachsender Frequenz abnimmt. Die Arbeitskennlinie erfährt also mit wachsender Frequenz eine Versteilerung durch Drehung im statischen Arbeitspunkte und nimmt bei sehr hohen Frequenzen schließlich die Steilheit der statischen Röhrenkennlinie an. Die Frequenz, bei der dieser Fall eintritt, wird, gleiche kapazitive Belastung des Anodenkreises vorausgesetzt, um so eher eintreten, je

größer der Einfluß der Phasenverschiebung zwischen $\mathfrak{R}_a$ und R_i ist, also je größer R_a und damit R_i ist. Diese Verhältnisse sind in der Fig. 5 dargestellt.

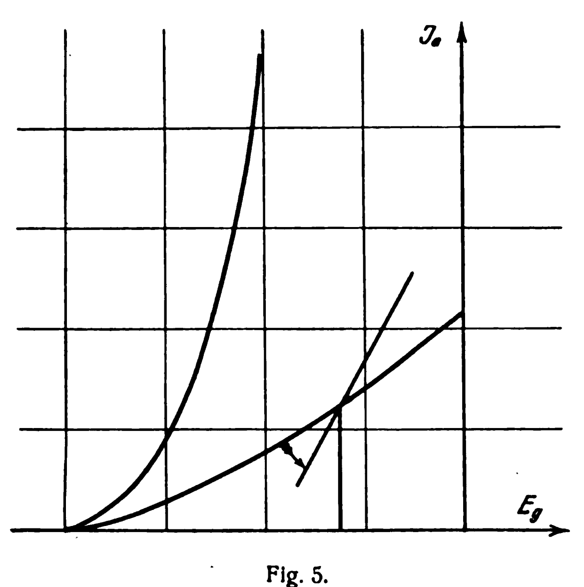


Fig. 5.

Aus diesen Betrachtungen ergibt sich, daß der aussteuerbare Teil der Kennlinie bei rein Ohmscher Belastung des Anodenkreises angenähert so groß bleibt, wie er sich aus der statischen Kennlinie ergibt. Bei vorwiegend induktiver Belastung wird er größer, während er bei vorwiegend kapazitiver Belastung kleiner wird. Wollte man es also so einrichten, daß die Kennlinie gerade ausgesteuert wird, so muß man bei induktiver Belastung Durchgriff oder Anodenspannung verkleinern und diese umgekehrt bei kapazitiver Belastung vergrößern, wobei jedoch immer die hinsichtlich R_i gegebenen Grenzbedingungen zu berücksichtigen sind.

Zur Berechnung des für eine bestimmte Amplitude und Anodenspannung günstigsten Durchgriffes ist also die Kenntnis der genauen Größe des Aussteuerbereiches Vorbedingung. Unter Aussteuerbereich versteht man den Teil der Kennlinie, der praktisch als geradlinig angenommen werden kann. Bezeichnet man die obere und untere Grenze des Anodenstromes im Aussteuerbereich mit $J_{a_{\max}}$ und $J_{a_{\min}}$ und die diesen Stromwerten entsprechenden inneren Widerstände mit $R_{i_{\min}}$ bzw. $R_{i_{\max}}$ (Fig. 6), so muß zwischen diesen beiden Widerstandswerten die Beziehung

$$\frac{R_{i_{\max}}}{R_{i_{\min}}} = b \tag{16}$$

bestehen, aus der sich

$$\frac{S_{\min}}{S_{\max}} = b \tag{17}$$

ergibt. Daraus erhält man durch einfache Rechnung

$$J_{a_{\max}} = b^3 \cdot J_{a_{\min}} \tag{18}$$

Mit Hilfe dieser Formeln läßt sich leicht bei gegebenen Röhrendaten die Größe des Aussteuerbereiches bestimmen.

Da nach der Langmuir-Schottkyschen Gleichung bei der statischen Kennlinie der Anodenstrom in linearer Abhängigkeit von dem Faktor k steht, wird die Größe des geradlinigen Teiles hier von k und damit von der Steilheit der Kennlinie unabhängig. Röhren mit gleichem Durchgriff haben gleichgroße geradlinige Gebiete der statischen Kennlinie. Bei der dynamischen Kennlinie bleibt diese lineare Abhängigkeit des Anodenstromes von k nicht erhalten. Der Aussteuerbereich wird außer von dem Durchgriff auch von der Steilheit der Kennlinie abhängig.

Der rechnerischen Bestimmung der Daten einer Röhre, die bei gegebenem äußeren Anodenwiderstand einen Aussteuerbereich von gegebener Größe aufweisen soll, stehen, wenn man die durch Formel (16) dargestellte Bedingung zugrundelegt, Schwierigkeiten im Wege, die die sich aus der Rechnung ergebende Methode als praktisch nicht allgemein brauchbar erscheinen lassen. Es soll deshalb als Geradlinigkeitskriterium eine andere Beziehung aufgestellt werden, die in guter Annäherung die Bestimmung des günstigsten Durchgriffes gestattet.

Wir definieren zunächst: Die Kennlinie gelte bis zu der Gitterspannung als aussteuerbar, bei der die Steilheitsänderung nicht mehr als a Prozent der Steilheit beträgt. In Fig. 7 ist in der Kurve 1 eine Röhrenkennlinie dargestellt und in der Kurve 2 der Faktor a in Abhängigkeit von der Gitterspannung. Bei etwa $-7{,}5$ Volt Gitterspannung ist $a = 10$. Man erkennt, daß a erst unterhalb dieser Gitterspannung stark zu steigen beginnt. Setzt man $\frac{a}{100} = p$, so läßt sich die „Geradlinigkeitsbedingung" formelmäßig ausdrücken durch

$$\frac{|d\,\mathfrak{S}_A|}{d\,E_g} = p \cdot |\mathfrak{S}_A|$$

oder

$$\frac{d^2 J_{a_A}}{d\,E_g^2} = p \cdot \frac{d\,J_{a_A}}{d\,E_g}. \tag{19}$$

Berechnet man nun aus der Gleichung (13) für die Arbeitskennlinie diese Differentialquotienten, so erhält man:

$$\frac{d^2 J_{a_A}}{d\,E_g^2} = \frac{\frac{3}{4}\frac{k}{(1+\alpha)^2}\left[\frac{1}{1+\alpha}\left(E_g + O + \alpha\left\{E_a - J_{a_A} \cdot R'_a\right\}\right)\right]^{-1/2}}{\left(\frac{3}{2}\frac{\alpha k R'_a}{1+\alpha}\left[\frac{1}{1+\alpha}\left(E_g + O + \alpha\left\{E_a - J_{a_A} \cdot R'_a\right\}\right)\right]^{1/2} + 1\right)^3},$$

$$\frac{d\,J_{a_A}}{d\,E_g} = \frac{\frac{3}{2}\frac{k}{1+\alpha}\left[\frac{1}{1+\alpha}\left(E_g + O + \alpha\left\{E_a - J_{a_A} R'_a\right\}\right)\right]^{1/2}}{\frac{3}{2}\frac{\alpha k R'_a}{1+\alpha}\left[\frac{1}{1+\alpha}\left(E_g + O + \alpha\left\{E_a - J_{a_A} R'_a\right\}\right)\right]^{1/2} + 1}$$

Setzt man diese Ausdrücke in die Gleichung (16) ein, so erhält man

$$\left.\begin{aligned} &\sqrt{\frac{1}{2p(1+\alpha)}\left[\frac{1}{1+\alpha}\left(E_g + O + \alpha\left\{E_a - J_a R'_a\right\}\right)\right]^{-1/2}} \\ &= \frac{3}{2}\frac{k\alpha}{1+\alpha}\left[\frac{1}{1+\alpha}\left(E_g + O + \alpha\left\{E_a - J_a \cdot R'_a\right\}\right)\right]^{1/2} \cdot R'_a + 1. \end{aligned}\right\} \tag{20}$$

Unter Berücksichtigung der bereits oben angestellten Überlegung kann man wieder setzen

$$\frac{3}{2}\frac{k}{1+\alpha}\left[\frac{1}{1+\alpha}\left(E_g + O + \alpha\left\{E_a - J_a \cdot R'_a\right\}\right)\right]^{1/2} = S$$

also gleich der Steilheit der statischen Kennlinie in dem Punkte, in dem der Anodenstrom gleich dem der Arbeitskennlinie ist. Man erhält also auf der rechten Seite der Gleichung (17)

$$\alpha S R'_a + 1 = \frac{R_i + R'_a}{R_i}.$$

Quadriert man noch die Gleichung (17), so erhält man

$$2p\left(E_g + O + \alpha\left\{E_a + J_{a_A} R'_a\right\}\right) = \frac{R_i}{R_i + R'_a} = \frac{R_i}{|R_i + \Re_a|}.$$

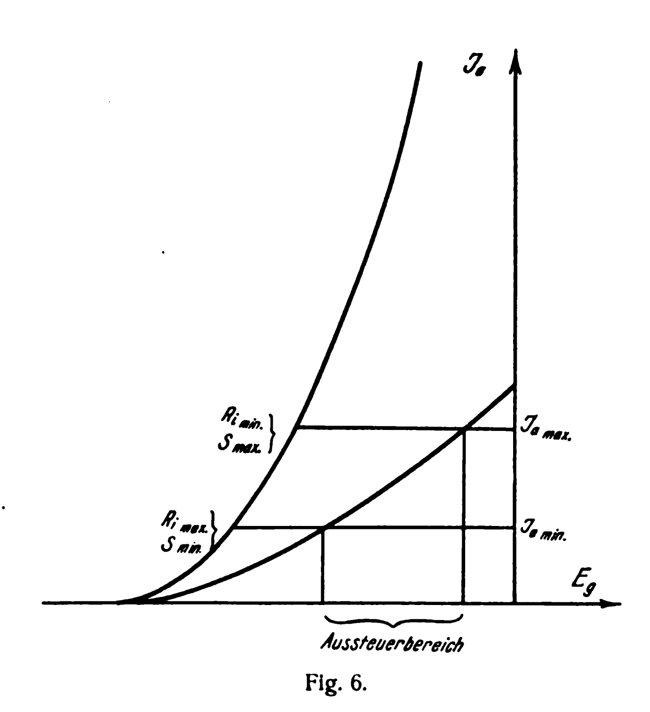


Fig. 6.

Daraus ergibt sich für die Gitterspannung, bis zu der die Kennlinie ausgesteuert werden kann

$$E_{g_{\min}} = \frac{1}{2p}\left(\frac{R_i}{|R_i + \Re_a|}\right)^2 - O - \alpha\left(E_a - J_{a_{A\min}} \cdot R'_a\right). \quad (21)$$

Diese Formel geht für den Fall der rein Ohmschen Belastung des Anodenkreises, da $O = 0$ wird, über in

$$E_{g_{\min}} = \frac{1}{2p}\left(\frac{R_i}{R_i + R_a}\right)^2 - \alpha\left(E_a - J_{a_{A\min}} \cdot R_a\right) \quad (22)$$

und für die statische Kennlinie ($R_a = 0$) in

$$E_{g_{\min}} = \frac{1}{2p} - \alpha E_a. \quad (23)$$

Berechnet man den Strom, der bei dieser Gitterspannung fließt, so hat man nur die durch die Gleichungen (18)—(20) gegebenen Gitterspannungen in die Gleichung für die betreffende Kennlinie einzusetzen. Für den allgemeinsten Fall ergibt sich dafür aus Formel (13) und (20)

$$J_{a_{A\min}} = k\left[\frac{1}{2p(1+\alpha)}\left(\frac{R_i}{|R_i + \Re_a|}\right)^2\right]^{\frac{3}{2}}$$

$$J_{a_{A\min}} = k \cdot \left(\frac{R_i}{|R_i + \Re_a|}\right)^3 \cdot \sqrt{\frac{1}{8p^3(1+\alpha)^3}} \quad (24)$$

Man kann, wie bereits oben ausgeführt wurde, eine Beziehung aufstellen, die den für eine bestimmte Verstärkerschaltung zulässigen inneren Röhrenwiderstand durch den gegebenen äußeren Widerstand ausdrückt. Drückt man aber R_i durch $\Re_a$ aus, so geht der Ausdruck $\frac{R_i}{|R_i + \Re_a|} = Z$ in einen reinen Zahlenwert über und man erhält

$$J_{a_{A\min}} = k \cdot Z^3 \cdot \sqrt{\frac{1}{8p^3(1+\alpha)^3}}. \quad (25)$$

Diesem $J_{a_{\min}}$ auf der statischen Kennlinie entspricht eine bestimmte Gitterspannung E'_g. Es wird also

$$J_{a_{A\min}} = k\left[\frac{1}{1+\alpha}\left(E'_g + \alpha E_a\right)\right]^{\frac{3}{2}}$$

und unter Berücksichtigung von Formel (25)

$$\left[\frac{1}{1+\alpha}\left(E'_g + \alpha E_a\right)\right]^{\frac{1}{2}} = Z \cdot \sqrt{\frac{1}{2p(1+\alpha)}} \quad (26)$$

Bei der Gitterspannung E'_g darf der innere Widerstand höchstens seinen maximalen Wert $R_{i_{\max}}$ annehmen. Man erhält also

$$R_{i_{\max}} = \frac{2}{3}\,\frac{1+\alpha}{k \cdot \alpha}\left[Z^2 \cdot \frac{1}{2p(1+\alpha)}\right]^{-\frac{1}{2}}$$

oder

$$k = \frac{2}{3}\,\frac{1+\alpha}{\alpha \cdot R_{i_{\max}}} \cdot \frac{1}{Z} \cdot \sqrt{2p(1+\alpha)} \quad (27)$$

dann geht die Formel (25) über in

$$J_{a_{A\min}} = \frac{2}{3}\,\frac{1+\alpha}{\alpha \cdot R_{i_{\max}}} \cdot \frac{1}{Z} \cdot \sqrt{2p(1+\alpha)} \cdot Z^3\left(\sqrt{\frac{1}{2p(1+\alpha)}}\right)^3$$

$$J_{a_{A\min}} = \frac{Z^2}{3\,p\,\alpha\,R_{i_{\max}}} \quad (28)$$

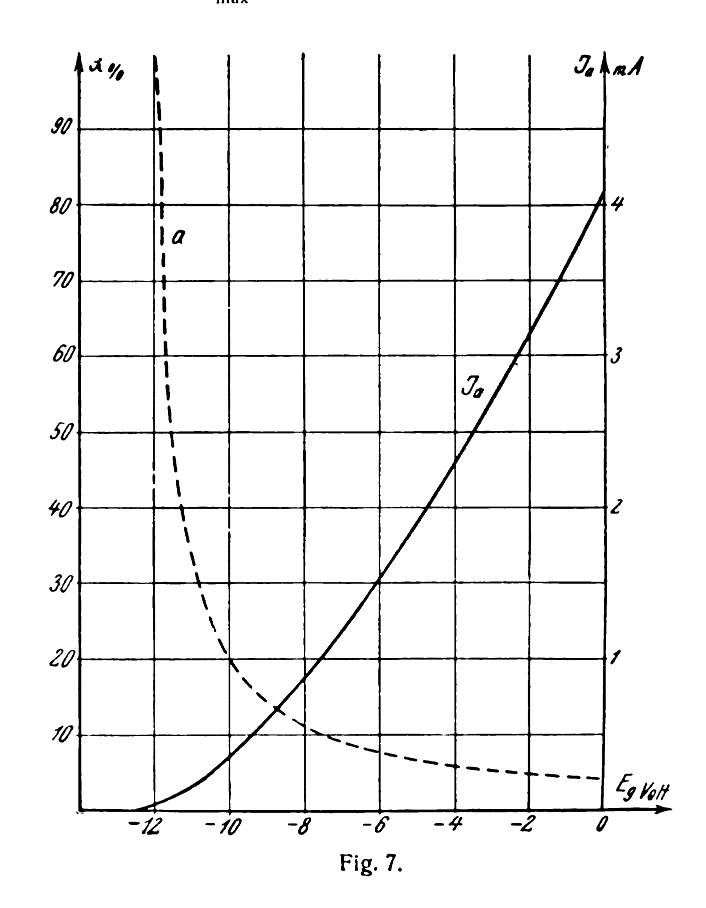


Fig. 7.

Für die Formeln (21) und (22) ergibt sich

$$E_{g_{\min}} = Z^2 \cdot \frac{R_{i_{\max}} + 2|R_{i_{\max}} + \Re_a|}{6p\,R_{i_{\max}}} - O - \alpha E_a \quad (29)$$

$$E_{g_{\min}} = Z^2 \cdot \frac{3R_{i_{\max}} + 2R_a}{6p\,R_{i_{\max}}} - \alpha E_a \quad (30)$$

Für rein Ohmsche Belastung kann man also, wenn man k nach Formel (27) berechnet hat, den erforderlichen Durchgriff direkt berechnen, wenn man $E_{g_{min}}$ gleich der doppelten auszusteuernden Amplitude setzt.

Die Formel (29) für die Belastung des Anodenkreises durch einen komplexen Widerstand enthält noch das Verschiebungsglied O, das auch von dem Durchgriff abhängig ist. Da die formelmäßige Darstellung von a für diesen Fall zu umständlich werden würde, wählt man hier besser eine graphische Methode.

Man berechnet für einen beliebigen Durchgriff k aus Formel (27) und $E_{g_{min}} + O$ aus Formel (29). Das Verschiebungsglied O bestimmt man, indem man aus Gleichung (11) den Anodenstrom für die Gitterspannung $-|\mathfrak{E}_g|$ ($|\mathfrak{E}_g|$ ist die auszusteuernde Amplitude) berechnet und diesen Wert in Gleichung (15) einsetzt.

Man führt diese Berechnung für verschiedene Durchgriffe durch und kann dann den Aussteuerbereich als Funktion des Durchgriffes darstellen. Aus dieser graphischen Darstellung läßt sich der optimale Durchgriff für die gegebene Amplitude unschwer ablesen. Berücksichtigt man noch, daß der Gitterstrom nicht bei Null Volt Gitterspannung einsetzt, wie wir es der Einfachheit halber oben angenommen haben, sondern je nach Art der verwendeten Elektrodenmaterialien bei einer Gitterspannung ε, die positiv oder negativ sein kann, so ist $-|\mathfrak{E}_g|$ durch $-(|\mathfrak{E}_g| - \varepsilon)$ zu ersetzen.

Die auf die beschriebene Methode ermittelte Größe des Aussteuerbereiches ist gewöhnlich geringer als die sich unter Anwendung der durch die Formel (16) dargestellten Geradlinigkeitsbedingung ergebende. Da der Wert $R_{i_{max}}$ einen Maximalwert, aber keinen Sollwert des inneren Widerstandes darstellt, setzt man in die zur Ermittlung des günstigsten Durchgriffs verwendeten Formeln besser nicht den oberen Grenzwert von R_i, sondern einen geringeren Wert R_i' ein. Ist in Formel (18) $J_{a_{A\,max}}$ der Anodenstrom bei der Gitterspannung ε, so kann man $J_{a_{A\,min}}$ und damit die untere Grenze und die Größe des aussteuerbaren Teiles der Kennlinie leicht bestimmen. R_i' muß so gewählt werden, daß der dem tiefsten Punkte des Aussteuerbereiches entsprechende innere Widerstand noch der Grenzwertbedingung genügt.

Zusammenfassung.

Es werden die Gleichungen der Arbeitskennlinien einer Röhre bei Belastung des Anodenkreises durch einen reellen und einen komplexen Widerstand aufgestellt. Ausgehend von diesen Gleichungen wird eine Methode angegeben, auf Grund derer unter Berücksichtigung der Geradlinigkeitsbedingungen und der Grenzwertbedingungen für den inneren Röhrenwiderstand der günstigste Durchgriff ermittelt werden kann.

Berlin, den 11. Mai 1927.

(Eingegangen am 12. Mai 1927.)

Apparate für Verstärkungs-Messungen an Mehrfachröhren oder anderen in Kaskade geschalteten Röhren-Anordnungen.

Von **Fritz Gabriel**, Berlin-Friedenau.

Inhaltsübersicht.

1. Die Notwendigkeit, die Verstärkung durch Röhren-Kaskaden mit Wechselströmen zu messen.

Wenn die Gesamtverstärkung festzustellen ist, die durch mehrere in Kaskade geschaltete Drei- oder Vier-Elektroden-Röhren erreicht werden kann, so lassen sich diese Messungen nicht wie bei einer einzelnen Röhre mit Gleichstrom durchführen, was ja auch nur unter Vernachlässigung der inneren Röhren-Kapazitäten zulässig ist. Bei Röhren-Kaskaden machen die Kopplungsglieder zwischen den einzelnen Röhren solche Gleichstrom-Messungen unmöglich; abgesehen davon, daß sie zunächst in fast allen Fällen Gleichspannungen von Röhre zu Röhre überhaupt nicht übertragen, sind sie in ihrer Wirksamkeit auch stets stark frequenzabhängig. Deshalb ist es auch praktisch wertlos, die Verstärkung jeder einzelnen Röhre etwa mit Gleichstrom messen und dann daraus die Verstärkung der ganzen Anordnung ausrechnen zu wollen. Mithin muß zur Ermittlung der Gesamtverstärkung durch Röhren-Kaskaden Wechselstrom benutzt werden, und zwar Wechselstrom der Frequenz, welche in der Kaskade zur Verstärkung gelangen soll, also Niederfrequenz über den Bereich der musikalischen Töne und Sprach-Laute oder Hochfrequenz über den Bereich der in der drahtlosen Telegraphie und Telephonie gebräuchlichen Wellenlängen. Soweit die Röhren-Kaskade auch noch gleichzeitig zur Gleichrichtung, das heißt zur Abtrennung einer niederfrequenten Modulation von Hochfrequenz, dienen soll, ist unter Berücksichtigung dieses Umstandes die Untersuchung der Leistungsfähigkeit sogar ebenfalls mit modulierter Hochfrequenz durchzuführen; nur dann läßt sich erkennen, mit welcher Gesamtwirkung die Röhren-Kaskade ihre drei Teilaufgaben, Hochfrequenz-Verstärkung, Gleichrichtung und Niederfrequenz-Verstärkung, löst.

2. Meß-Apparate für Verstärkungs-Messungen an Mehrfachröhren.

Was zuvor von Röhren - Kaskaden gesagt worden ist, gilt insbesondere auch bezüglich solcher Mehrfachröhren, die mehrere durch Kopplungsglieder verbundene, in Kaskade geschaltete Röhren-Systeme in einen einzigen Glasballon eingeschlossen enthalten.*) Die Hersteller dieser Mehrfachröhren haben natürlich ein erhebliches Interesse an der ständigen Prüfung und Überwachung ihrer Röhren, um der Entstehung von Mängeln rechtzeitig vorbeugen und die Wirkung von Verbesserungen objektiv beurteilen zu können. So erhielt der Verfasser von der Loewe-Radio-G. m. b. H. den Auftrag, für sie Meßgeräte zu schaffen, welche einwandfreie Verstärkungs-Messungen an den Loewe-Mehrfachröhren ermöglichen sollten. Im folgenden werden diese in den Werkstätten der Firma nach den Angaben des Verfassers hergestellten Apparate und ihre Verwendungsweise beschrieben. Sie sind natürlich auch zur Untersuchung anderer Röhren-Kaskaden bzw. entsprechender Verstärker benutzbar. Der Beschreibung seien einige Angaben über die den Messungen mit den Geräten zugrunde liegenden theoretischen Überlegungen vorangeschickt.

3. Theoretische Grundlagen der Messungen mit den Apparaten.

a) Das Eingangs-Gerät.

Für die Messungen stand ein Röhren-Generator zur Erzeugung der erforderlichen modulierten Hochfrequenz zur Verfügung, der durch einen Röhren - Generator für Tonfrequenzen gesteuert werden konnte; diese Generatoren, deren Einrichtungen hier nicht näher zu erörtern sind, gestatten die Wellenlänge und die Amplitude sowie den Modulationsgrad der Hochfrequenz und den aufgedrückten Ton in weiten Grenzen zu regeln und zu verändern sowie unter Beobachtung zu halten. Das zwischen den Hochfrequenz-Generator und das Eingangs-Gitter der zu untersuchenden Mehrfachröhre einzuschaltende Gerät wurde Eingangs-Gerät oder auch „Dosierungs-Apparat" benannt; es dient dazu, die dem Gitter des ersten Systems der Röhre zugeführten Wechselspannungen zu messen.

Der Dosierungsapparat enthält zu diesem Zweck einen für Hochfrequenz mittels eines Drehkondensators abstimmbaren Schwingungskreis; der Drehkondensator kann bei Messungen mit reiner Niederfrequenz kurzgeschlossen werden. In den Schwingungskreis ist der Heizfaden eines Thermoelementes eingeschaltet, das den Strom J_{eff} im Schwingungskreise zu messen gestattet. Weiterhin lassen sich wahlweise verschiedene Ohmsche Widerstände R in den Schwingungskreis bringen; der an ihnen entstehende Spannungsabfall $\mathfrak{E}_{eff} = R \cdot J_{eff}$ kann durch Abzweigungen vom Dosieruugsapparat dem Eingangs-Gitter der zu prüfenden Mehrfachröhre bzw. des zu untersuchenden Apparates zugeführt werden. Dabei wird vorausgesetzt, daß die Kapazität C_{gk} des Eingangs - Gitters gegenüber der zugehörigen Kathode dem Wechselstrom einen wesentlich höheren Widerstand R_{gk} bietet, als der Ohmsche Widerstand R. Es ist aber selbst für $C_{gk} = 20$ cm und $\lambda = 200$ m Wellenlänge noch $R_{gk} \cong 5000$ Ohm, so daß R in den meisten Fällen bis zu 100 Ohm betragen darf.

b) Eingangs-Messungen bei modulierter Hochfrequenz.

Hiernach liegen die Verhältnisse hinsichtlich der in Rechnung zu stellenden Gitter-Spannungen immer sehr einfach, wenn Messungen mit reiner Niederfrequenz oder reiner Hochfrequenz ausgeführt werden. Dagegen ergibt sich bei modulierter Hochfrequenz eine Schwierigkeit aus der Tatsache, daß man bei Messungen mit dieser auf der Ausgangsseite der Mehrfachröhre oder des an ihrer Stelle zu prüfenden Empfangsapparates infolge des vorgesehenen Gleichrichtungs-Vorganges statt Hochfrequenz fast reine Niederfrequenz erhält. Die Aufgabe, Verstärkungen und andere auf die Leistungsfähigkeit der Untersuchungsobjekte bezügliche Zahlen zu ermitteln, erfordert aber offenbar, daß die Werte an der Ausgangsseite zu den Werten der Eingangsseite in Beziehung gebracht werden, was natürlich unmöglich in der Weise geschehen kann, daß man Niederfrequenzwerte mit Hochfrequenzwerten vergleicht. Daher ist es bei Messungen mit modulierter Hochfrequenz notwendig, betreffs der Eingangsseite eine Hypothese zu machen, nämlich als aufgedrückte Gitterspannung $\mathfrak{E}_{eff}$ diejenige Niederfrequenzspannung anzusehen, die man an dem Widerstande R bekommen müßte, wenn an Stelle der modulierten Hochfrequenz die nach ihrer gänzlichen und völligen Gleichrichtung sich aus ihr absondernde Niederfrequenz über den Widerstand R geführt würde. Man gewinnt auf diese Weise die Möglichkeit, eine unter Benutzung von modulierter Hochfrequenz gemessene Verstärkungszahl V_m mit einer Verstärkungszahl V_n in Vergleich zu setzen, die unter Verwendung von reiner Niederfrequenz erhalten wurde, und das Verhältnis $V_m/V_n = \eta_g$ als den Wirkungsgrad der Gleichrichtung anzusprechen.

Sind J_{max} und J_{min} die Grenzen, zwischen denen die hochfrequenten Schwingungen der modulierten Hochfrequenz liegen, wobei J_{max} mit dem Scheitelwert J_m identisch ist, so ist es üblich, $J_{max} = J_1 + J_2$ und $J_{min} = J_1 - J_2$ zu setzen und $J_2/J_1 = m$ als Modulationsziffer, sowie $M = m \cdot 100$ in % als Modulationsgrad zu bezeichnen. Unter diesen Umständen hat man für den Zeitwert der modulierten Hochfrequenz die Gleichung

$$i_m = \left(J_1 + J_2 \cdot \sin(\omega_n \cdot t)\right) \cdot \sin(\omega_h \cdot t), \tag{1}$$

wo ω_h und ω_n die Winkelgeschwindigkeiten der Hochfrequenz bzw. Niederfrequenz sind. Durch Umformung erhält man

$$\left.\begin{aligned} i_m &= J_m \cdot \frac{1}{1+m}\left(1 + m \cdot \sin(\omega_n \cdot t)\right) \cdot \sin(\omega_h \cdot t) \\ &= J_m \cdot \frac{1}{1+m}\left(\sin(\omega_h \cdot t) + \frac{m}{2} \cdot \cos(\omega_h \cdot t - \omega_n \cdot t) \right. \\ &\qquad \left. - \frac{m}{2} \cdot \cos(\omega_h \cdot t + \omega_n \cdot t)\right) \end{aligned}\right\} \tag{2}$$

---

*) Vergleiche S. Löwe u. M. von Ardenne „Zweisystem-Röhren für Hoch- und Niederfrequenzverstärkung", ds. Jahrbuch 27, S. 19, 1926.

Niederfrequenz-Messungen an Mehrfachröhren behandeln u. a. folgende Aufsätze:

M. von Ardenne, „Ueber die Dimensionierung von Niederfrequenz-Verstärkern mit Widerstandskopplung, unter besonderer Berücksichtigung der Verzerrungen", E. T. Z. 48, S. 36, 1927, Heft 2 und

M. von Ardenne, „Zur Messung der Spannungsverstärkung bei Niederfrequenz-Verstärkern", E. u. M., 4, S. 25, 1927, Heft 3.

Daher ist

$$J^2_{m_{eff}} = \frac{J^2_m}{(1+m)^2} \cdot \frac{1}{T} \cdot \int_{t=t_0}^{t=T} \Big(\sin(\omega_h \cdot t) + \frac{m}{2} \cdot \cos(\omega_h \cdot t - \omega_n \cdot t) - \frac{m}{2} \cdot \cos(\omega_h \cdot t + \omega_n \cdot t)\Big)^2 \cdot dt. \quad (3)$$

Löst man die unter dem Quadrat stehende Klammer auf, zerlegt die so erhaltenen Glieder nochmals und integriert dann einzeln, so erweisen sich die Integralwerte von sechs Ausdrücken als 0, und es bleibt nur stehen

$$J^2_{m_{eff}} = \frac{J^2_m}{(1+m)^2} \cdot \frac{1}{2} \cdot \left(1 + \frac{m^2}{4 \cdot (\omega_h - \omega_n)} + \frac{m^2}{4 \cdot (\omega_h + \omega_n)}\right). \quad (4)$$

Da hierin die Glieder mit $\omega_h - \omega$ und $\omega_n + \omega_h$ wegen des stets sehr hohen Wertes von ω_h außerordentlich klein sind, so können sie vernachlässigt werden:

$$J_{m_{eff}} = \frac{J_m}{1+m} \cdot \frac{1}{\sqrt{2}} \quad (5)$$

oder $$J_m = J_{\max} = J_{m_{eff}} \cdot (1+m) \cdot \sqrt{2}. \quad (6)$$

Daher ist $$J_{\min} = J_{m_{eff}} \cdot (1-m) \cdot \sqrt{2}. \quad (7)$$

Bei der modulierten Hochfrequenz ist das Verhältnis der vom Strom zeitlich überstrichenen in den einzelnen Sinus-Schlingen liegenden Flächen zu den zwischen ihnen freibleibenden Flächen für einen schmalen Bereich an der Stelle $J_{\max}$ dasselbe wie an der Stelle $J_{\min}$. Daher kann man sich die modulierte Hochfrequenz nach völliger Gleichrichtung, das heißt nach Abtrennung ihrer einen unterhalb der Symmetrie-Achse gelegenen Hälfte, in einen Gleichstrom mit überlagertem Niederfrequenzstrom übergeführt denken. Für diesen zusammengesetzten Strom hat man dann

$$i'_{\max} = \frac{J_{\max}}{\sqrt{2}} = J_{m_{eff}} \cdot (1+m) \quad (8)$$

und $$i'_{\min} = \frac{J_{\min}}{\sqrt{2}} = J_{m_{eff}} \cdot (1-m). \quad (9)$$

Die Amplitude des niederfrequenten Stromanteiles ist mithin

$$J_n = \frac{i'_{\max} - i'_{\min}}{2} = J_{m_{eff}} \cdot m \quad (10)$$

und sein Effektivwert

$$J_{n_{eff}} = J_{m_{eff}} \cdot \frac{m}{\sqrt{2}}. \quad (11)$$

Beträgt also der effektive Stromwert der modulierten Hochfrequenz, welche im Dosierungsapparat den Widerstand R durchfließt, $J_{m_{eff}}$, und ist ihre Modulationsziffer m, so entspricht die von den Enden des Widerstandes R an das Eingangs-Gitter der zu prüfenden Mehrfachröhre oder des zu untersuchenden Verstärkers gelangende Wechselspannung außer der Spannung aus der hochfrequenten Trägerwelle einer Niederfrequenz-Spannung

$$\mathfrak{E}_{n_{eff}} = R \cdot J_{m_{eff}} \cdot \frac{m}{\sqrt{2}} \quad (12)$$

Wenn eine Mehrfachröhre oder an ihrer Stelle ein Verstärker einen Gleichrichtungs-Wirkungsgrad $\eta_g = 1$ besäße, so müßte man bei gleicher Belastung der Ausgangsseite an dieser auch die gleichen Effektivströme und Leistungen erhalten, falls mittels desselben Widerstandes R die Spannung am Eingangs-Gitter a) mittels eines reinen Niederfrequenz-Stromes $J_{n_{eff}}$ erzeugt würde, oder b) mittels Hochfrequenz, die mit der gleichen Niederfrequenz, entsprechend der Modulationsziffer m, moduliert ist, und den Stromwert $J_{m_{eff}} = J_{n_{eff}} \cdot \frac{\sqrt{2}}{m}$ hat. Bei Unterschieden zwischen den ausgangsseitigen Effektivströmen würde ihr Quotient den Gleichrichtungs-Wirkungsgrad angeben.

Zur Vermeidung von Übersteuerungen des Eingangs-Gitters ist Gleichung 6 zu beachten, nach der $\mathfrak{E}_m$ bis zum Dreifachen von $\mathfrak{E}_{m_{eff}}$ betragen kann. Im übrigen kann man aber $\mathfrak{E}_{m_{eff}}$ ziemlich klein machen, da der kleinste Widerstand im Dosierungsapparat nur 1 Ohm beträgt und das Thermoelement Effektivströme bis zu $0{,}2 . 10^{-3}$ Ampere herunter mittels Spiegelgalvanometers zu messen gestattet. Im äußersten Falle ist das Thermoelement kurz zu schließen und an hierfür vorgesehenen Klemmen ein Röhren-Amperemeter hoher Empfindlichkeit anzuschließen, das a. O. beschrieben werden soll.

Ist die Modulationsziffer nicht bekannt, so vermag man sie festzustellen, indem man außer $J_{m_{eff}}$ noch die Scheitelspannung $\mathfrak{E}_m = R \cdot J_m$ mißt, was etwa mit einem an die beiden Enden von R angelegten Röhren-Voltmeter oder Elektrometer geschehen kann. Um hinreichende Genauigkeit zu erhalten, empfiehlt es sich dabei R möglichst groß zu wählen, aber doch noch klein gegenüber dem kapazitiven Widerstande des Instrumentes. Man hat

$$m = \frac{\mathfrak{E}_m}{R \cdot J_{m_{eff}} \cdot \sqrt{2}} - 1. \quad (13)$$

c) Größen zur Angabe der Leistungsfähigkeit einer Röhren-Kaskade.

Die Ströme, welche man an der Ausgangsseite der zu untersuchenden Röhren-Kaskade, der Mehrfachröhre oder des Verstärkers, bekommt, hängen nicht allein von der dem Eingangs-Gitter aufgedrückten Wechselspannung sowie seiner Form und Frequenz, sondern in demselben Maße auch von der Art und Größe der Belastung $\mathfrak{R}_a$ im Anodenkreise des letzten Systems und ferner von dessen innerem Widerstande R_i ab. Hieraus folgt zunächst, daß man die Verstärkungseigenschaften einer Röhren-Kaskade für Wechselströme nicht durch einen einzigen Zahlenwert angeben kann, wie ja auch zur Bezeichnung der Leistungsfähigkeit einer einzelnen Röhre, selbst bei ihrer Messung mit Gleichstrom, die Angabe von wenigstens zwei Zahlen erforderlich ist, etwa die Angabe des Durchgriffes und des inneren Widerstandes. Die Anzahl der anzugebenden Größen bestimmt sich in jedem Falle daraus, daß sie hinreichen muß, für eine gegebene Amplitude der Wechselspannung am Eingangs-Gitter bei beliebiger Ausgangsbelastung die in und an dieser auftretenden Ströme und Spannungen sowie die dort wirksam werdenden Leistungen aus den Größen zu berechnen; die Auswahl der Größen ist dabei derart zu treffen, daß sie einerseits möglichst leicht durch Messungen zu ermitteln und andererseits bequem in den Rechnungen zu verwenden sind. Aus diesen Gründen empfiehlt es sich, wie nachstehend gezeigt wird, die Verstärkungseigen-

schaften einer Röhren-Kaskade für Wechselstrom bestimmter Form und Frequenz durch eine dynamische Verstärkungszahl $\mathfrak{V}_d$ und eine dynamische Steilheit $\mathfrak{S}_d$ zu bezeichnen.

Bedeutet nämlich $\mathfrak{E}_g$ die Spannungs-Amplitude am Gitter des letzten Systems bei einer Mehrfachröhre oder der letzten Röhre bei einer Röhren-Kaskade, hat ferner dieses letzte System bzw. diese letzte Röhre den inneren Widerstand R_i und den Durchgriff D, ist schließlich J_a die Stromamplitude im Ausgangs-Anodenkreise, so hat man, wenn der Ausgangs-Anodenkreis völlig unbelastet, also kurzgeschlossen ist, zunächst einmal den Kurzschluß-Strom

$$J_{ao} = \frac{\mathfrak{E}_g/D}{R_i}. \tag{14}$$

Hierin stellt $\mathfrak{E}_g/D$ nach Barkhausen die Wechsel-EMK dar, welche das letzte System oder die letzte Röhre besitzt, sofern sie als Generator aufgefaßt wird. Es werde $\mathfrak{E}_g/D = \mathfrak{E}_a$ gesetzt und Ausgangsspannung genannt:

$$J_{ao} = \frac{\mathfrak{E}_a}{R_i}. \tag{15}$$

Bedeutet nun $\mathfrak{E}_e$ die Spannungs-Amplitude am Eingangs-Gitter der Mehrfachröhre oder Röhren-Kaskade, also kürzer die Eingangsspannung, so soll definiert werden:
als „dynamische Verstärkungszahl" der Quotient

$$\mathfrak{V}_d = \mathfrak{E}_a/\mathfrak{E}_e \tag{16}$$

und als „dynamische Steilheit" der Quotient

$$\mathfrak{S}_d = J_{ao}/\mathfrak{E}_e. \tag{17}$$

Nach dem oben Ausgeführten ist zu zeigen, daß diese beiden Ausdrücke leicht durch Messungen zu finden sind und daß aus ihnen der Ausgangs-Anodenstrom für jede beliebige Belastung der Ausgangsseite bequem berechnet werden kann. Man bekommt fürs erste

$$R_i = \frac{\mathfrak{V}_d}{\mathfrak{S}_d}. \tag{18}$$

Ferner ist die allgemeinste Form der Belastung des Ausgangskreises $\mathfrak{R}_a = R_a + j \cdot r_a$; für diese Belastung erhält man aber sehr einfach den Anodenstrom aus

$$J_a = \frac{\mathfrak{E}_g/D}{\sqrt{(R_i + R_a)^2 + r^2}} = \frac{\mathfrak{E}_e \cdot \mathfrak{V}_d}{\sqrt{\left(\frac{\mathfrak{V}_d}{\mathfrak{S}_d} + R_a\right)^2 + r^2}}. \tag{19}$$

Umgekehrt sind mit Hilfe dieser Gleichung $\mathfrak{V}_d$ und $\mathfrak{S}_d$ an einer Mehrfachröhre oder einer Röhren-Kaskade ohne große Mühe zu ermitteln, indem man bei gegebener Amplitude $\mathfrak{E}_e$ am Eingangs-Gitter den Strom J_a im Ausgangs-Anodenkreise für zwei verschiedene, am besten rein Ohmsche Belastungen in ihm mißt. Aus

$$J_{a_1} = \frac{\mathfrak{E}_e \cdot \mathfrak{V}_d}{\frac{\mathfrak{V}_d}{\mathfrak{S}_d} + R_{a_1}} \text{ und } J_{a_2} = \frac{\mathfrak{E}_e \cdot \mathfrak{V}_d}{\frac{\mathfrak{V}_d}{\mathfrak{S}_d} + R_{a_2}} \tag{20}$$

folgt nämlich

$$\mathfrak{V}_d = \frac{J_{a_1} \cdot J_{a_2} \cdot (R_{a_2} - R_{a_1})}{\mathfrak{E}_e \cdot (J_{a_1} - J_{a_2})} \tag{21}$$

und

$$\mathfrak{S}_d = \frac{J_{a_1} \cdot J_{a_2} \cdot (R_{a_2} - R_{a_1})}{\mathfrak{E}_e \cdot (J_{a_2} \cdot R_{a_2} - J_{a_1} \cdot R_{a_1})}. \tag{22}$$

Mit Vorteil wählt man $R_{a_1} = 0$; dann ist

$$\mathfrak{V}_d = \frac{J_{a_1} \cdot J_{a_2} \cdot R_{a_2}}{\mathfrak{E}_e \cdot (J_{a_1} - J_{a_2})} \tag{23}$$

und

$$\mathfrak{S}_d = \frac{J_{a_1}}{\mathfrak{E}_e}. \tag{24}$$

Bei dem Vorstehenden ist die Anodenspannung des letzten Systems bzw. der letzten Röhre ganz außer Acht geblieben, und zwar sowohl die Anoden-Gleichspannung wie die Anoden-Wechselspannung. Natürlich muß zunächst die den Anoden der ersten Systeme oder Röhren zugeführte Gleichspannung immer die Höhe haben, wie sie bei der praktischen Verwendung der Mehrfachröhren bzw. der Kaskaden-Verstärker in Frage kommt. Andererseits darf man aber auch die Anoden-Gleichspannung des letzten Systems oder der letzten Röhre weder zu hoch noch zu niedrig werden lassen, was durch falsche Wahl von R_{a_1} oder R_{a_2} geschehen könnte. Die Arbeitsweise des Systems oder der Röhre würde dann Punkten ihrer statischen Kennlinie entsprechen, die sonst nicht in Frage kommen und vielleicht überhaupt nicht in Betracht kommen dürfen. Dieser Fehler wird vermieden, wenn man dafür sorgt, daß der Gleichstrom I_a im Ausgangskreise zwischen bestimmten Grenzwerten bleibt, die an den Grenzen eines Bereiches liegen mögen, der etwa die Hälfte des geraden Abschnittes der statischen Kennlinie des letzten Systems oder der letzten Röhre für die gerade vorliegende Kathoden-Heizung umfaßt. Zur Erreichung dieses Zieles steht neben der Wahl von R_{a_1} und R_{a_2} noch die Möglichkeit offen, die letzte Anode mit einer höheren oder tieferen Spannung der Anodenbatterie in Verbindung zu bringen als die andern Anoden. Die Kontrolle der Anoden-Gleichspannung erfordert die Anwendung eines Milliampèremeters zur Messung des Ausgangs-Anodenstromes I_a.

Etwas verwickelter liegt die Sachlage bezüglich der Anoden-Wechselspannung an der Anode des letzten Systems der Mehrfachröhre bzw. Röhrenkaskade. Von der Höhe dieser Anoden-Wechselspannung und ihrer Phasenverschiebung gegenüber der Wechselspannung am Gitter des letzten Systems hängt nämlich seine kapazitive Rückkopplung über die Röhren-Kapazitäten und Leitungs-Kapazitäten ab, die für den Grad der Gesamtrückkopplung der Mehrfachröhre oder Röhrenkaskade entscheidend ist. Wenn der Ausgangskreis rein ohmisch belastet ist, so wird das Maß der Rückkopplung allein von der Anodenspannung, also dem Produkt $J \cdot R_a$ beeinflußt. Will man daher die Größen $\mathfrak{V}_d$ und $\mathfrak{S}_d$ für die gleiche, und zwar die im Mittel in der Praxis vorkommende Rückkopplung ermitteln, so muß man bei den zuvor beschriebenen Messungen $J_{a_1} \cdot R_{a_1} = J_{a_2} \cdot R_{a_2}$ machen, ferner R_{a_1} und R_{a_2} beide in der Größenordnung der durchschnittlich in der Praxis vorhandenen Impedanz $\mathfrak{R}_a$ wählen und schließlich betreffs J_{a_1} und J_{a_2} beachten, daß das letzte System oder die letzte Röhre mit diesen Anodenwechselströmen nicht übersteuert wird. Die Bedingung $J_{a_1} \cdot R_{a_1} = J_{a_2} \cdot R_{a_2}$ ist dadurch zu erfüllen, daß man $\mathfrak{E}_e$ bei den beiden zur Bestimmung von $\mathfrak{V}_d$ und $\mathfrak{S}_d$ erforderlichen Messungen verschieden groß nimmt. Man hat dann nämlich

$$J_{a_1} = \frac{\mathfrak{E}_{e_1} \cdot \mathfrak{V}_d}{\frac{\mathfrak{V}_d}{\mathfrak{S}_d} + R_{a_1}} \text{ und } J_{a_2} = \frac{\mathfrak{E}_{e_2} \cdot \mathfrak{V}_d}{\frac{\mathfrak{V}_d}{\mathfrak{S}_d} + R_{a_2}}, \tag{25}$$

woraus mit $J_{a_1} \cdot R_{a_1} = J_{a_2} \cdot R_{a_2}$ folgt

$$\frac{\mathfrak{E}_{e_1}}{\mathfrak{E}_{e_2}} = \frac{R_{a_1} \cdot R_{a_2} + \frac{\mathfrak{V}_d}{\mathfrak{S}_d} \cdot R_{a_2}}{R_{a_1} \cdot R_{a_2} + \frac{\mathfrak{V}_d}{\mathfrak{S}_d} \cdot R_{a_1}}, \qquad (26)$$

eine Gleichung, welche die Ausführbarkeit zeigt. Es ist wie folgt zu verfahren. Nachdem mit $\mathfrak{E}_{e_1}$ und R_{a_1} ein Anoden-Wechselstrom J_{a_1} erhalten wurde, vertausche man den Widerstand R_{a_1} gegen R_{a_2} und ändere nun die Eingangs-Gitterspannung $\mathfrak{E}_e$, bis man den Anodenwechselstrom

$$J_{a_2} = J_{a_1} \cdot \frac{R_{a_1}}{R_{a_2}} \qquad (27)$$

bekommt; die zugehörige Eingangs-Gitterspannung ist $\mathfrak{E}_{e_2}$. $\mathfrak{V}_d$ und $\mathfrak{S}_d$ ergeben sich dann aus den Formeln

$$\mathfrak{V}_d = \frac{J_{a_1} \cdot J_{a_2} \cdot (R_{a_2} - R_{a_1})}{(J_{a_1} \cdot \mathfrak{E}_{e_2} - J_{a_2} \cdot \mathfrak{E}_{e_1})} \qquad (28)$$

und

$$\mathfrak{S}_d = \frac{J_{a_1} \cdot J_{a_2} \cdot (R_{a_2} - R_{a_1})}{(\mathfrak{E}_{e_1} \cdot J_{a_2} \cdot R_{a_2} - \mathfrak{E}_{e_2} \cdot J_{a_1} \cdot R_{a_1})}. \qquad (29)$$

Sind I_{ao} und I_{au} der obere und untere Grenzwert des geraden Abschnittes der statischen Kennlinie des letzten Systems für schwache Heizung, so wird man jedes Messungspaar darauf zu prüfen haben, ob die Bedingungen erfüllt sind: $I_{a_1} + J_{a_1} < I_{ao}$, $I_{a_2} - J_{a_2} > I_{au}$.

Führt man die Ermittlung von $\mathfrak{V}_d$ und $\mathfrak{S}_d$ für systematisch und sukcessiv erhöhte Werte von J_a und R_a durch, dann muß man infolge der unter diesen Umständen zunehmenden Rückkopplung auch steigende Zahlenwerte für $\mathfrak{V}_d$ und $\mathfrak{S}_d$ erhalten. Zeichnet man $\mathfrak{V}_d$ oder $\mathfrak{S}_d$ über den $J_a \cdot R_a$ -Werten, also über der Anoden-Wechselspannung des letzten Systems, in logarithmischem Maßstabe auf, so ist die mittlere Neigung der derart erhaltenen Kurve ein Maß für die Rückkopplung-Eigenschaft der untersuchten Mehrfachröhre oder des geprüften Kaskaden-Verstärkers.[1])

Bei Messungen mit Niederfrequenz braucht die Rückkopplung nicht in Betracht gezogen zu werden. Ihre Berücksichtigung kommt in erster Linie bei Messungen mit reiner Hochfrequenz in Frage (z. B. Löwe-Mehrfachröhre *2—HF*), aber auch bei Messungen mit modulierter Hochfrequenz, weil bei dieser erfahrungsgemäß trotz der Gleichrichtung doch stets im Anodenkreise des letzten Systems noch Hochfrequenz vorhanden ist. Dies beweist schon die Tatsache, daß man von hier mittels eines Kondensators zum Eingangs-Gitter die Mehrfachröhre oder Röhren-Kaskade zum Schwingen zu bringen vermag.

d) Das Ausgangs-Gerät.

Bei der Konstruktion eines Gerätes für die Messungen im Ausgangskreise der Mehrfachröhre oder des Kaskaden-Verstärkers, eines „Rezeptions-Apparates", wie er vom Verfasser benannt wurde, ergibt sich die Notwendigkeit, in dem Ausgangs-Gerät den Anoden-Wechselstrom vom Anoden-Gleichstrom zu trennen, um den Wechselstrom für sich messen zu können. Wollte man das nicht tun, so müßte man die Messung auf den Gleichstrom und Wechselstrom zusammen und außerdem auf den Gleichstrom für sich erstrecken, obwohl eigentlich nur eine einzige Messung, nämlich die des Wechselstromes allein, diese aber mit aller irgendwie erzielbaren Genauigkeit erforderlich ist. Die indirekte Bestimmung aus zwei Messungen kann auch die Zuverlässigkeit einer direkten nie erreichen.

An erster Stelle sei die Möglichkeit erörtert, jene Messung des Anoden-Wechselstromes für sich dadurch zu erreichen, daß man vor das zur Wechselstrom-Messung dienende Thermoelement einen Blockkondensator C genügender Kapazität schaltet und dann beide für den Gleichstrom durch einen Ohmschen Widerstand R überbrückt. Dabei wären die Anordnungen so zu treffen und die Messungen so durchzuführen, daß sich keine Phasenverschiebungen (Abweichungen von der normalen Gegenphasigkeit) zwischen den Wechselspannungen an dem Gitter und an der Anode des letzten Systems ergeben.

Für Messungen mit Niederfrequenz oder mit modulierter Hochfrequenz, bei denen im Ausgangskreise Niederfrequenz vorliegt, kommt als kleinste Frequenz etwa $f = 40$ (niedrigster Klavierton), also $\omega = 250$ in Frage. Damit der Wechselstrom-Widerstand des Kondensators für diese Frequenz nicht zu hoch wird, sei $C = 40\,\mu F = 4 \cdot 10^{-5}\,F$ gewählt. Damit ist $\frac{1}{\omega \cdot C} = 100$ Ohm. Dann muß R wenigstens 10 000 Ohm betragen, wenn der Fehler bei der Wechselstrom-Messung nicht mehr als 1% sein soll. So wird die Impedanz

$$|\mathfrak{R}| = \frac{R}{\sqrt{(\omega\, C \cdot R)^2 + 1}} \qquad (30)$$

$= 100$ Ohm für $\omega = 250$ und nimmt im übrigen ebenso ab wie die Frequenz zu, so daß $|\mathfrak{R}|$ erst von etwa $f = 400$ ab als verschwindend gering angesehen werden kann. Der jeweils vorliegende Impedanz-Wert ist natürlich zu den Widerständen R_{a_1} und R_{a_2} hinzuzuzählen. Die vorstehend für C und R angesetzten Werte sind unbedenklich auch bei Messungen mit reiner Hochfrequenz zu benutzen und ebenso bei Messungen mit reiner oder modulierter Zwischenfrequenz, zu der die Wellenlängen $\lambda = 2000$—$20\,000$ m gerechnet sein mögen.

Hier sei kurz die Aufgabe gestreift, bei Messungen mit modulierter Hochfrequenz den restlichen Hochfrequenz-Anteil im Ausgangskreise für sich neben der Niederfrequenz zu ermitteln. Es stellt sich heraus, daß die Aufgabe mit einem Ohmschen Widerstande nicht zu lösen ist und daß bei Verwendung einer Drossel-Spule stets entweder der Ohmsche Widerstand der Drossel-Spule oder aber ihre ebenso unvermeidbare Eigenkapazität die Abtrennung

---

[1]) Es hindert an sich nichts, sich der Praxis dadurch weiter anzunähern, daß man an Stelle der rein Ohmschen Belastung im Anodenkreise des letzten Systems diesen z. B. mit einer Selbstinduktion und einem ohmschen Widerstande in Reihe oder einer Kapazität und einem ohmschen Widerstande parallel zu einander belastet. Variiert man nämlich den reellen und imaginären Teil einer solchen Belastung, jeden für sich, so kann man aus den derart gewonnenen Resultaten die $\mathfrak{V}_d$ und $\mathfrak{S}_d$-Werte als zwei Kurvenschaaren für verschiedene Phasenverschiebungen der Gitter-Wechselspannung des letzten Systems gegenüber seiner Anoden-Wechselspannung über dieser auftragen. Damit hat man dann die Grundlagen, um für jede beliebige Belastung der Mehrfachröhre oder des Kaskaden-Verstärkers auch unter Berücksichtigung der auftretenden Phasenverschiebung ihre Leistungsaufnahme genau angeben zu können. Diese verwickelten Messungen dürften sich aber nur in besonderen Fällen lohnen, wenn es sich beispielsweise darum handelt, die Phasenverschiebung zwischen der Wechselspannung am Eingangsgitter und der an der Ausgangsanode festzustellen. Man hat zu bedenken, daß verschiedene Exemplare der Mehrfachröhren oder Kaskaden-Verstärker an sich schon in gewissen Grenzen verschiedene Leistungen aufweisen, denen gegenüber die Leistungsunterschiede infolge Aenderung der Rückkopplung durch Phasenverschiebungen gering sein dürften.

der Hochfrequenz von Niederfrequenz und Gleichstrom zusammen unmöglich machen. Man kann diese Abtrennung mit den einfachen hier behandelten Mitteln nicht erreichen, sondern wahrscheinlich nur mit Kettenleitern.

Bezüglich der angegebenen Parallelschaltung eines Kondensators von $40\,\mu F$ und eines Ohmschen Widerstandes von 10000 Ohm ist noch die Frage der Phasenverschiebungen bei Hoch- und Zwischen-Frequenz zu prüfen. Man hat zunächst für die Phasenverschiebung zwischen dem Wechselstrom im Ausgangskreise und der Wechselspannung am Gitter des letzten Systems

$$\operatorname{tg}\psi = \frac{-\omega C \cdot R^2}{R + (R_a + R_i)\cdot\left((\omega C \cdot R)^2 + 1\right)}. \qquad (31)$$

Der Nenner des Ausdruckes ist wenigstens $\omega\, C \cdot R_i$ mal so groß wie der Zähler; da aber $\omega\, C \cdot R_i$ schon für $\omega_h = 90\,000$ entsprechend $\lambda = 20\,000$ m und $R_i = 2000$ Ohm den Wert 7200 hat, so kann die Phasenverschiebung ψ offenbar in jedem Falle vernachlässigt werden. Weiterhin kommt in Betracht die Phasenverschiebung der Wechselspannung an der Ausgangsanode gegenüber dem Wechselstrom im Ausgangskreise, für die gilt

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{-\omega C \cdot R^2}{R + R_a \cdot \left((\omega C \cdot R)^2 + 1\right)}. \qquad (32)$$

Soll auch dieser Ausdruck verschwinden, also etwa $tg\, \varphi_a \leq 0.01$ werden, so muß augenscheinlich $\omega\, C \cdot R_a > 100$ sein, also bei $\omega_h = 90\,000$ der Widerstand R_a mehr als 28 und bei $\omega_h = 900\,000$ immer noch mehr als 2,8 Ohm betragen. Das bedeutet: Es müssen R_{a_1} und R_{a_2} mindestens diese Werte haben, je nach der Frequenz, wenn die Gitter-Wechselspannung und die Anoden-Wechselspannung des letzten Systems gegenphasig bleiben sollen.

(Anm.: Gleichung 32 zeigt die Möglichkeit, bei geeigneter Wahl von C und R mittels eines Regelwiderstandes für R_a die Phasenverschiebung φ zu verändern.)

Der ausgeführte Rezeptions-Apparat enthält statt des Ohmschen Widerstandes Selbstinduktions - Spulen, und zwar eine Drossel mit 20×30 Windungen von etwa $L_h = 10^{-2}$ Henry und etwa $R_h = 100$ Ohm für Hochfrequenz-Messungen, sowie eine Eisenkern-Drossel von etwa $L_n = 20$ Henry und etwa $R_n = 750$ Ohm für Niederfrequenz-Messungen. Den Selbstinduktions-Spulen liegen Blockkondensatoren von insgesamt $C = 40\,\mu F$ zusammen mit dem Thermoelement parallel, das etwa $R_t = 50$ Ohm Widerstand besitzt.

Unter diesen Umständen stehen sich gegenüber für $\omega_h = 900\,000$ (entsprechend $\lambda = 2000$ m, Hochfrequenz-Grenze)

$$\omega_h \cdot L_h + R_h = 9000 + 100 \text{ und } \frac{1}{\omega_h \cdot C} + R_t = \frac{1}{36} + 50,$$

für $\omega_h = 90\,000$ (entspr. $\lambda = 20\,000$ m, Zwischenfrequenz-Grenze)

$$\omega_h \cdot L_h + R_h = 900 + 100 \text{ und } \frac{1}{\omega_h \cdot C} + R_t = \frac{1}{3{,}6} + 50.$$

Hiernach erlaubt der Rezeptions-Apparat ohne weiteres Hochfrequenz-Messungen bis zu der Grenze $\lambda = 4000$ m. Wünscht man darüber hinaus zu gehen, so ist dies durch eine besondere Einrichtung des Gerätes möglich, die „Verlust-Messungen" gestattet und noch beschrieben werden soll.

Unter Vernachlässigung von $\frac{1}{\omega_h \cdot C}$ ist der reelle Bestandteil des Gesamtwiderstandes der angegebenen Verzweigung

$$R = \frac{R_t \cdot \left(R_h \cdot (R_h + R_t) + \omega_h^2 \cdot L_h^2\right)}{(R_h + R_t)^2 + \omega_h^2 \cdot L_h^2} \qquad (33)$$

und der imaginäre Bestandteil

$$r \cdot j = \frac{R_t^2 \cdot \omega_h \cdot L_h}{(R_h + R_t)^2 + \omega_h^2 \cdot L_h^2} \cdot j. \qquad (34)$$

Für die in Betracht kommenden Werte $\omega_h > 90\,000$ vereinfachen sich diese Ausdrücke zu

$$R = R_t \text{ und } r = R_t^2 : (\omega_h \cdot L_h).$$

Mithin hat man

$$\operatorname{tg}\psi = \frac{r}{R + R_i + R_a} = \frac{250\,000 : \omega_h}{50 + R_i + R_a}. \qquad (35)$$

Da aber der innere Widerstand R_i des letzten Systems immer wenigstens 2000 Ohm betragen wird, so ist offenbar für $\omega_h > 90\,000$ die Phasenverschiebung ψ zwischen der Wechselspannung am Gitter des letzten Systems und dem Wechselstrom im Ausgangs-Anodenkreise stets verschwindend gering. Dagegen wird

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{r}{R + R_a} = \frac{250\,000 : \omega_h}{50 + R_a}. \qquad (36)$$

Man bekommt hier bei der Annahme $R_a = 0$

für $\omega_h = 90\,000$ $\quad tg\,\varphi = 0{,}0556$, jedoch

für $\omega_h = 900\,000$ $\quad tg\,\varphi = 0{,}00556$.

Für Frequenzen unterhalb der $\lambda = 2000$ m entsprechenden sollten also die Ohmschen Zusatzwiderstände R_{a_1} und R_{a_2} im Anodenkreise jeder wenigstens 450 Ohm betragen, wenn keine nennenswerte Phasenverschiebung zwischen dem Ausgangs-Anodenstrom und der Spannung an der Belastung des Ausgangs-Anodenkreises eintreten soll ($\varphi < 0{,}01$). Ist das aber der Fall, so sind die Wechselspannungen an der Ausgangs-Anode stets gegenphasig zu den Wechselspannungen an dem Gitter des letzten Systems.

Was Niederfrequenz-Messungen anbelangt, so hat man für $\omega_n = 500$ ($f = 80$)

$$\omega_n \cdot L_n + R_n = 10\,000 + 750 \text{ und } \frac{1}{\omega_n \cdot C} + R_t = 50 + 50.$$

und für $\omega_n = 250$ ($f = 40$, tiefster Klavierton)

$$\omega_n \cdot L_n + R_n = 5000 + 750 \text{ und } \frac{1}{\omega_n \cdot C} + R_t = 100 + 50.$$

Dies zeigt, daß man bei Frequenzen unter $f = 80$ in der Einsenkern-Drosselspule mehr als 1% verliert und folglich auch hier Verlustmessungen vornehmen muß.

(Schluß folgt.)

(Eingegangen am 16. Mai 1927.)



Mitteilung aus der Praxis.
Neue Anwendungen der Weston-Hochfrequenz-Instrumente.

Nach einem Vortrag des Herrn **W. N. Goodwin jr.** in der Versammlung der A. I. E. E., Ortsgruppe Pittsfield, Maas, am 25. Mai 1927.

In dieser Zeitschrift (Bd. **25**, Heft 6, S. 164, 1925) ist ein Weston-Hochfrequenz-Instrument beschrieben worden (s. Fig. 1), das gestattet, Spannungen bei Periodenzahlen bis zu 1 Million pro Sekunde zu messen. Die Unabhängigkeit der Messung von der Frequenz ist dadurch erreicht, daß zur Messung die Wärmewirkung des Stromes benutzt wird, und zwar ist das Instrument mit Thermoelementen versehen, also stromempfindlicher als ein Hitzdraht-Instrument.



Fig. 1.

Der Hochfrequenzspannungsmesser ist seinem Zweck geeignet gebaut und geeignete Abschirmungen verhüten die störenden Einwirkungen der bei hohen Frequenzen besonders starken induktiven und kapazitiven Erscheinungen. Das gilt natürlich auch für das Meßinstrument selbst. Die Induktivitäten und Kapazitäten des Meßkreises müssen ebenfalls unschädlich gemacht werden, wenn man nicht will, daß die angezeigte Spannung eine Resultante aus der wirklichen Spannung und den Wirkungen der Induktivitäten bzw. Kapazitäten des Meßkreises ist.

Die folgenden Zeilen mögen kurz eine bewährte Methode zur Messung von Induktivität (und Widerstand) von Spulen bei sehr hohen Frequenzen vorführen, wobei die triviale Bemerkung gleich vorausgeschickt werden soll, daß man für Messungen solcher Art keine Universalrezepte angeben kann, da die Empfindlichkeit der Methode auch bei Verwendung hochempfindlicher Instrumente von der Anordnung im Meßkreise und von deren Eigenschaften in hohem Maße abhängig ist.

Der Widerstand wird in bekannter Weise dadurch gemessen, daß man Stromstärke und Spannungsabfall feststellt. Die Schaltung zeigt Fig. 2. D ist eine Spule, deren Induktivität (und Widerstand) gemessen werden soll. Sie ist in Reihe mit einem Kondensator C_2 geschaltet, dessen Verlust entweder bekannt oder zu vernachlässigen sein muß. Weiterhin in Reihe liegt ein Thermo-Milliampèremeter A_2. Der Stromkreis ist über den induktionslosen Widerstand R an den Punkten E_1 und E_2 geschlossen. E_2 muß sorgfältig geerdet sein; der Kondensator C_2 muß so angebracht werden, daß seine abgeschirmte Seite mit dem Thermo-Milliampèremeter A_2 verbunden ist. Dieses Instrument liegt auf der geerdeten Seite des Stromkreises.

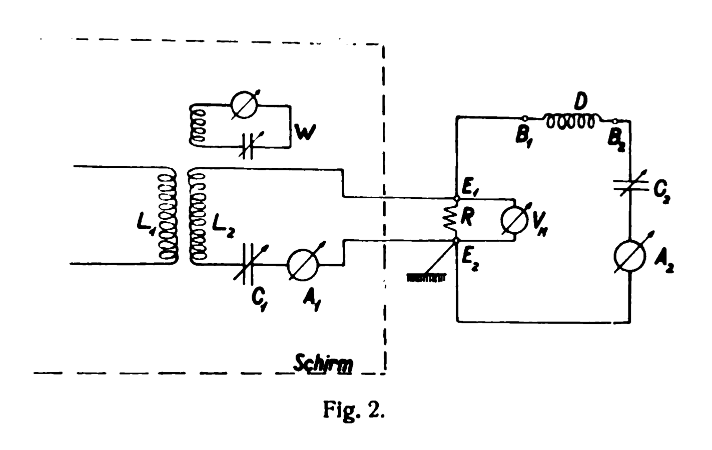


Fig. 2.

R selbst und alle Zuleitungen sollen kurz gehalten werden, besonders die Verbindung zwischen B_2 und dem Kondensator C_2, weil dies die einzige Stelle im Stromkreise ist, die verhältnismäßig hohes Potential gegen Erde besitzt. Am besten hängt man diese Verbindung zusammen mit der Spule so auf, daß sie von allen Dielektriken (ausgenommen Luft) möglichst weit entfernt ist, um zu dem in der Spule zu messenden Verlust keine weiteren hinzuzufügen. Das Voltmeter V_M wird mittels kurzer Zuleitungen direkt mit E_1 und E_2 verbunden.

Als Stromquelle dient ein Oszillator (Röhren-Generator) von der gewünschten Frequenz. Der Oszillator soll entweder abgeschirmt oder in beträchtlicher Entfernung vom Meßkreis angebracht werden. Die Zuleitungen zum Meßkreis sollen eng nebeneinander liegen, um die Entstehung von Magnetfeldern zu vermeiden. Die Spule L_2 ist mit der Spule des Oszillators L_1 lose gekoppelt. Mit der Spule L_2 liegt ein Kondensator C_1 in Reihe, mit dem der Strom I_1 in diesem Kreise geregelt wird. Die Frequenz des Oszillators wird mittels eines Wellenmessers W eingestellt.

Der Strom I_1 soll mindestens das zehnfache von I_2 betragen, damit sich die beiden Schwingungskreise nicht beeinflussen. Auf diese Weise wird der Spannungsabfall über R zu einer nicht induktiven Spannungsquelle, deren hochfrequente Spannung zur Messung benutzt wird.

Um die Induktivität und den Widerstand von Spulen, wie sie in der Radiotechnik üblich sind, zu messen, verwendet man am besten die folgenden Instrumente: als Kondensator C_2 einen geeichten Drehkondensator mit der maximalen Kapazität von ungefähr 500 $\mu\mu F$, als Ampèremeter A_2 ein Instrument mit dem Meßbereich von 100 Milliampèremeter, das Voltmeter V_M möge einen vollen Skalen-

ausschlag von 3 Volt und der Widerstand R ca. 1,2 Ω haben. Diesem Widerstand entspricht ungefähr der Widerstand von einem etwa 50 mm langen, 0,015 mm dicken Konstantan- oder Manganin-Draht.

Das Ampèremeter im Starkstromkreise A_1 möge einen Meßbereich von 2—3 Amp. haben. Ein Röhrengenerator mit zwei parallel geschalteten Fünf-Watt-Röhren wird unseren Zwecken entsprechen.

Um die Messung vorzunehmen, wird man erst den Oszillator mittels des Wellenmessers W auf die gewünschte Frequenz und dann den Strom I_1 mittels des Kondensators C_1 auf ungefähr 1—2 Amp. einstellen, um am Voltmeter V_M einen hinreichenden Ausschlag zu bekommen. Im Meßkreis wird dann das Maximum des Stromes I_2 mittels des Kondensators C_2 eingestellt. Unter diesen Umständen ist die Wirkung der Selbstinduktion durch die kapazitive Reaktanz neutralisiert und die Stromstärke entspricht genau der durch das Voltmeter angezeigten Spannung und dem Ohmschen Widerstand des Meßkreises. Die Ablesung am Kondensator und Frequenzmesser ergibt den Wert der Selbstinduktion zu $L = \frac{25{,}35 \cdot 10^6}{C_1 \cdot f^2}$ Millihenry, wobei f die Frequenz in 1000 Perioden und C die Kapazität von C_2 in $\mu\mu F$ bedeutet.

Der Widerstand der Spule wird erhalten, indem man von dem aus Strom (abgelesen an A_2) und Spannung (abgelesen an V_M) errechneten Widerstand den Widerstand des Ampèremeters und des Kondensators C_2 (soweit derselbe nicht zu vernachlässigen ist) abzieht. Es ist klar, daß der Widerstand R im Meßkreis nicht enthalten ist.

Der Anwendungsbereich des Instrumentes ist auf Meßkreise, wo nur ungedämpfte Schwingungen auftreten können, beschränkt, ferner kann es nur bis zu Frequenzen von 1,5 Mill. Per./sec und — auch dann — nur dort verwendet werden, wo der zur Betätigung des Instrumentes benötigte Strom und die elektrostatische Kapazität des Instrumentes selbst den Wert der zu messenden Spannung nicht beeinflußt und wo die Oberschwingungen nicht allzu stark sind. Das sind zum Teil die gewöhnlichen Einschränkungen, mit welchen man auch bei niedrigen Frequenzen zu rechnen hat.

So kann das Voltmeter zum Beispiel nicht benutzt werden zur Messung der Spannung von Induktoren oder der Sekundärspannung von Hochfrequenztransformatoren, von Kopplungsspulen, oder der Gitterspannung an der Zwischenröhre eines Verstärkers.

Der Fehler des Voltmeters beträgt bei Frequenzen zwischen 60 und 1 Million Per./sec ungefähr 0,5%, bis 1,5 Millionen Per./sec ca. 1%. Akos Herczeg.

(Eingegangen am 2. Juli 1927.)

Referate.

S. Uda. Strahlung von kurzen Wellen unter hohem Winkel. (High angle radiation of short electric waves.) Proc. Inst. Radio Eng. **15**, 377—385, 1927.

Der erste Teil der Arbeit befaßt sich mit der Messung der Feldstärke von Antennen, die teils geerdet, teils ungeerdet in der Grundschwingung oder einer ihrer Harmonischen erregt sind. Die Erregung der Antenne, die aus einem ausziehbaren Messingrohr besteht, geschieht durch einen Gegentakt-Röhrensender ($\lambda = 2{,}66$ m), dessen Spule

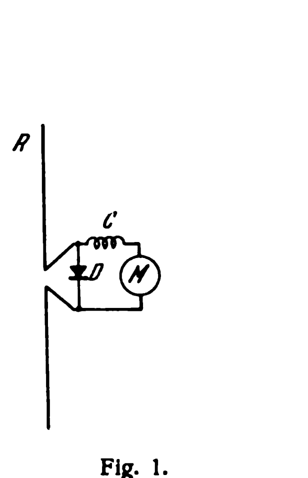
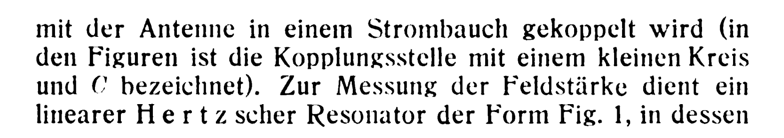


Fig. 1. Fig. 2.



mit der Antenne in einem Strombauch gekoppelt wird (in den Figuren ist die Kopplungsstelle mit einem kleinen Kreis und C bezeichnet). Zur Messung der Feldstärke dient ein linearer Hertzscher Resonator der Form Fig. 1, in dessen Strombauch ein Detektor D mit einem Gleichstrom-Meßinstrument eingeschaltet ist. Um die Feldstärke auch in

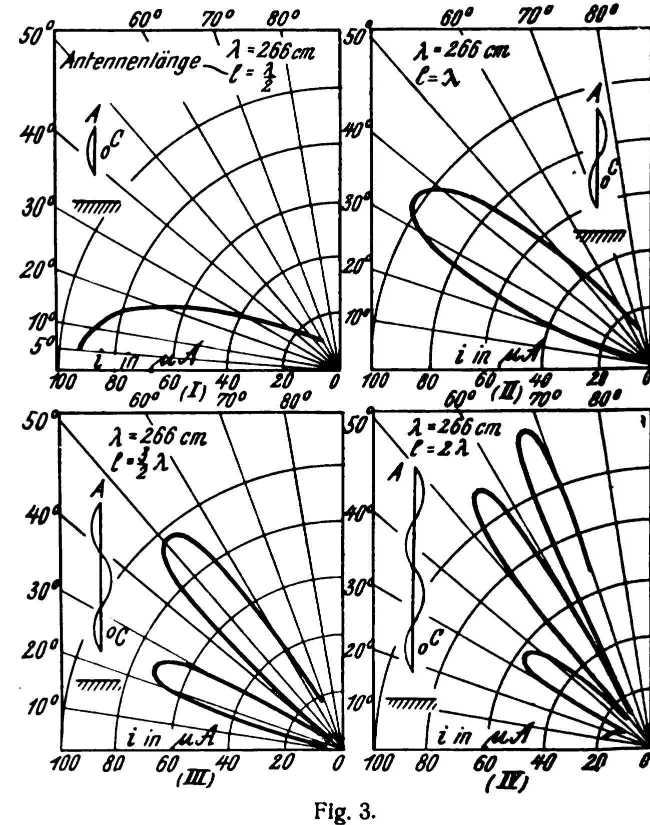


Fig. 3.

anderen, als der horizontalen Richtung von der Sende-Antenne messen zu können, wird der Resonator R von Fig. 1 in der Höhe verstellbar an den Holzmasten A und B

nach Fig. 2 aufgehängt. Die Ablesung des Strommessers erfolgt durch Fernrohr.

Bei den Messungen war die Sendeantenne sehr nahe beim Erdboden, außerdem auch verhältnismäßig nahe bei der Empfängeranordnung von Fig. 2, damit das Feld auch in Richtungen gemessen werden konnte, die von der Antenne aus gesehen einen erheblichen Winkel mit dem Erdboden bilden.

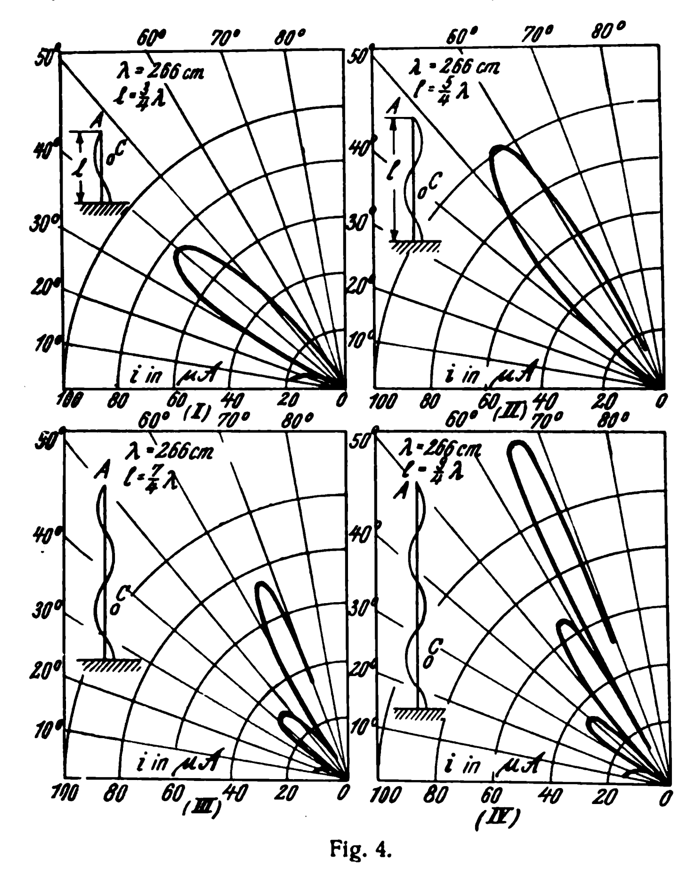


Fig. 4.

Die Ergebnisse der Messungen sind in den Fig. 3 und 4 dargestellt. Beim Vergleich mit der Theorie muß daran gedacht werden, daß bei der Meßanordnung von Fig. 2 nur die vertikale Komponente des Feldes zur Beobachtung kommt.

Im zweiten Teil der Arbeit gibt der Verfasser Methoden an, um ein möglichst enges Strahlenbündel in einer gegen den Erdboden geneigten Richtung auszusenden.

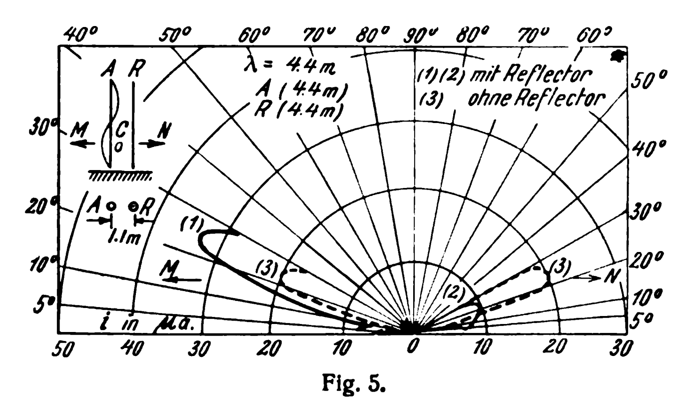


Fig. 5.

Als erste Methode wird neben der Sendeantenne (*A* Fig. 5, Länge = 4,4 m) im Abstand einer Viertelwellenlänge eine zweite, gleich lange vertikale Antenne *R* (Reflektor) aufgestellt. Das Polardiagramm von Fig. 5 zeigt die Verstärkung der Strahlung in der Richtung *R A* (Kurve 1), die Abschirmung in der entgegengesetzten Richtung (Kurve 2) im Vergleich zu der Strahlung ohne Reflektor (Kurve 3).

Die zweite Anordnung mit drei Reflektoren ist in Fig. 6 mit den entsprechenden Polardiagrammen abgebildet und ohne weiteres verständlich.

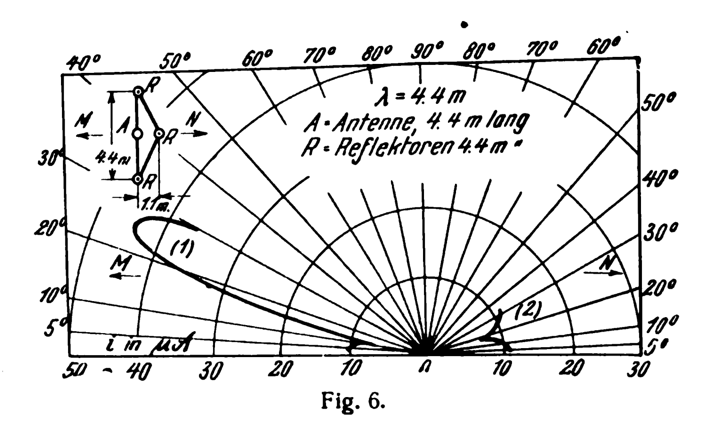


Fig. 6.

Bei der dritten Methode ist mit der Anordnung von Fig. 6 kombiniert ein System von vertikalen Antennen, die der Verfasser „Direktoren" nennt und die in einer Vertikalebene längs der Hauptstrahlungsrichtung angebracht sind. (Vgl. den Grund- und Aufriss von Fig. 7.) Sie sollen die Ausstrahlung der Wellen in der Richtung, in der sie stehen, begünstigen und eine Art Wellenprojektionsapparat („wave projector") darstellen. Von der Wirkung der Anordnung gibt Fig. 8 im Vergleich zu Fig. 5 ein Bild. Die Bedingungen waren bei der Aufnahme der beiden Figuren genau dieselben.

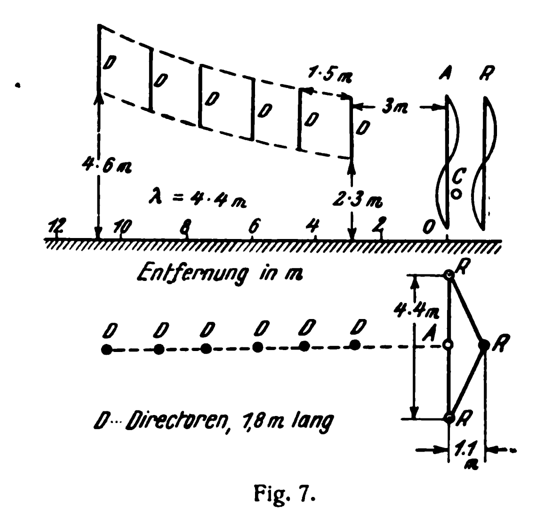


Fig. 7.

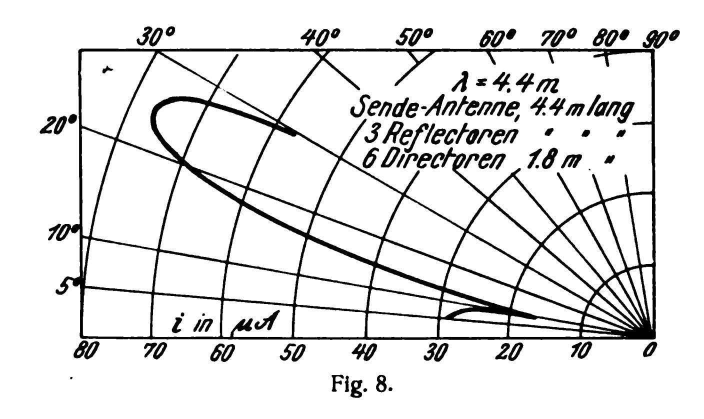


Fig. 8.

J. Zenneck.

L. Bergmann. Messungen im Strahlungsfelde einer in Grund- und Oberschwingungen erregten stabförmigen Antenne. Annalen d. Physik Bd. **82**, p. 504—540, 1927.

In der vorliegenden Arbeit wird experimentell das Strahlungsfeld einer stabförmigen Antenne ausgemessen, die einmal in der Grundschwingung und dann in verschiedenen Oberschwingungen erregt wird. Außerdem wird in einzelnen Fällen versucht, durch Einschaltung von Spulen in die Antenne die Strahlung gewisser Antennenteile zu unterdrücken. Die Ergebnisse sind praktisch insofern von Wert, als heute in der drahtlosen Telegraphie vielfach mit kurzen elektrischen Wellen unter 100 m gearbeitet wird, wodurch es möglich ist, Antennengebilde außer in der Grundschwingung auch in höheren Oberschwingungen zu erregen. Hierdurch wird nicht nur der Strahlungswiderstand der Antenne erhöht, sondern auch die Richtung der ausgestrahlten Antennenenergie verschieden gestaltet.

Als Sender diente ein Zwei-Röhrensender in der Gegentaktschaltung von Eccles und Jordan. Unter Benutzung von Röhren mit getrennt herausgeführter Gitter- und Anodenzuleitung gelang es, die Wellenlänge auf 172 cm herunterzudrücken. Dabei betrug die Schwingungsleistung etwa 10 Watt. Die Wellenlänge wurde mit Absicht so klein gehalten, damit einmal die Ausdehnung der Sendeantenne bei Erregung in Oberschwingungen nicht zu groß wurde und andererseits die Wellenlänge klein blieb im Verhältnis zu der Entfernung, in der die Empfangsmessung um den Sender herum ausgeführt wurde. Die Messungen wurden sämtlich auf dem freien Platze des Marburger Universitätsstadions ausgeführt. Die Sendeantenne befand sich in etwa drei Meter Höhe in horizontaler Lage über dem Erdboden. Als Empfänger diente ein einfacher, linearer Detektorempfänger in Verbindung mit einem empfindlichen Zeigergalvanometer. Der ganze Empfänger wurde in horizontaler Lage in ebenfalls drei Meter Höhe über dem Boden auf einem Kreis von 45 m Radius um den Sender als Mittelpunkt herumgeführt. Im ersten Quadranten wurden von 5 zu 5 Grad Messungen der elektrischen Feldstärke, im zweiten Quadranten zur Kontrolle von 10 zu 10 Grad Messungen vorgenommen, wobei die Richtung der Empfangsantenne jeweils in die Richtung des elektrischen Feldvektors eingestellt wurde. Durch besondere Messungen bei Beginn und zu Ende einer jeden Meßreihe wurde die Konstanz des Senders kontrolliert, die übrigens fast keiner Änderung auch über längere Zeitabschnitte unterworfen

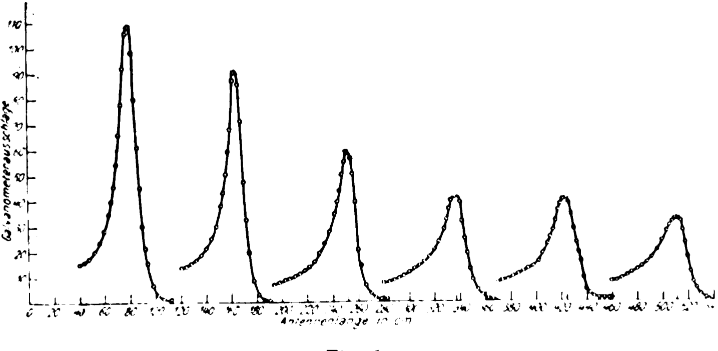


Fig. 1.

war. Die erhaltenen Messungsergebnisse sind in den Fig. 2 bis 16 wiedergegeben. In diesen Strahlungsdiagrammen sind die gemessenen Galvanometerausschläge, die ja dem Quadrate der elektrischen Feldstärke proportional sind, als Radiivektoren vom Senderpunkt als Mittelpunkt aufgetragen. Die kleinen Kreise geben stets die gemessenen Werte an, die stark ausgezogenen Kurven stellen die durch Rechnung theoretisch erhaltenen Strahlungsdiagramme dar. Bei der Berechnung wurden die folgenden von Abraham angegebenen Gleichungen benutzt:

$$\Sigma = a\left\{\frac{1}{\sin\vartheta}\cdot\cos\left(\frac{n\pi}{2}\cos\vartheta\right)\right\}^2 \qquad n = 1,\ 3,\ 5\ \ldots$$

$$\Sigma = a\left\{\frac{1}{\sin\vartheta}\cdot\sin\left(\frac{n\pi}{2}\cos\vartheta\right)\right\}^2 \qquad n = 2,\ 4,\ 6\ \ldots$$

worin Σ die von einer stabförmigen Antenne ausgestrahlte Energie in Abhängigkeit vom Winkel ϑ angibt, den die Antennenrichtung des Senders mit der von der Antennenmitte nach dem Empfangspunkt gezogenen Geraden bildet.

Die Fig. 1 zeigt zuvor noch die Resonanzkurven der Grund- und Oberschwingungen. Die Kurven wurden in der Weise erhalten, daß der Strom in einem Antennendraht gemessen wurde, der von 40 bis 540 cm gleichmäßig verlängert wurde, während der Sender mit der Grundschwingung von $\lambda = 172$ cm den Draht erregte. Fig. 2 zeigt die Ergebnisse bei der in der Grundschwingung erregten Antenne. Messung und Berechnung stimmen sehr gut überein. Das Maximum der ausgestrahlten Antennenenergie liegt senkrecht zur Antennenrichtung, also in der Äquatorebene. In der Fig. 3 ist die Antenne nochmals in der Grundschwingung erregt, jedoch in ihrer wirksamen Länge durch aufgesetzte Endkapazitäten verkürzt. Die Antenne nähert sich hierdurch mehr dem Dipol.

In der Fig. 5 wurde die Antenne in der ersten Oberschwingung erregt. Die ausgestrahlte Energie zerteilt sich in zwei Äste, die unter Winkeln von 50° und 130° zur Antennenrichtung liegen. Während die gemessene und die berechnete Kurve in bezug auf die Richtung der ausgestrahlten Energieäste sehr gut übereinstimmt, zeigt sich ein merklicher Unterschied in der Amplitude der ausgestrahlten Energie. Diese Abweichung ist darauf zurückzuführen, daß die Theorie bei der Berechnung gleich große Stromamplituden in den einzelnen Strombäuchen auf der Antenne voraussetzt, was jedoch in praxi bei der unsymmetrischen Erregung der Antenne keineswegs der Fall ist. Die Fig. 6 zeigt, daß bei Vertauschung der Erregungsstelle am Sender auch die ungleich großen Strahlungsäste ihre Lage vertauschen. Fig. 4 zeigt Messungen, die erhalten wurden bei einer Antenne aus starkem Messingdraht und aus schwachem Stahldraht bei Erregung in der ersten Oberschwingung. Der Unterschied zwischen den Amplituden der beiden Stahlungsäste wird um so größer, je größer die Dämpfung der Antenne wird.

Fig. 8 bringt das Strahlungsdiagramm der in der zweiten Oberschwingung erregten Antenne. Die Strahlung erfolgt in drei Ästen, deren Richtung mit der theoretisch errechneten gut übereinstimmt, während sich in der Amplitude der in den verschiedenen Richtungen ausgestrahlten Energie wieder beträchtliche Abweichungen von der Berechnung ergeben, die wiederum durch die unsymmetrische Stromverteilung in der Antenne bedingt sind. Für diesen Fall läßt sich aber die ungleichmäßige Stromverteilung in der Berechnung erfassen und die Fig. 9 zeigt das erhaltene Resultat im Vergleich mit den gemessenen Werten. Fig. 10 zeigt die Strahlungsdiagramme einer in der zweiten Oberschwingung erregten Antenne für die Fälle, daß der Antennenwiderstand verschieden groß gewählt wurde. Hierdurch ändert sich lediglich die Amplitude der in verschiedener Richtung ausgestrahlten Energie.

Fig. 11 bringt das Strahlungsdiagramm einer in der zweiten Oberschwingung erregten Antenne, bei der die Strahlung des mittleren Strombauches durch Einschalten einer passenden Spule beseitigt wurde. Theorie und Versuch stimmen auch hier wieder gut überein. Fig. 13 zeigt

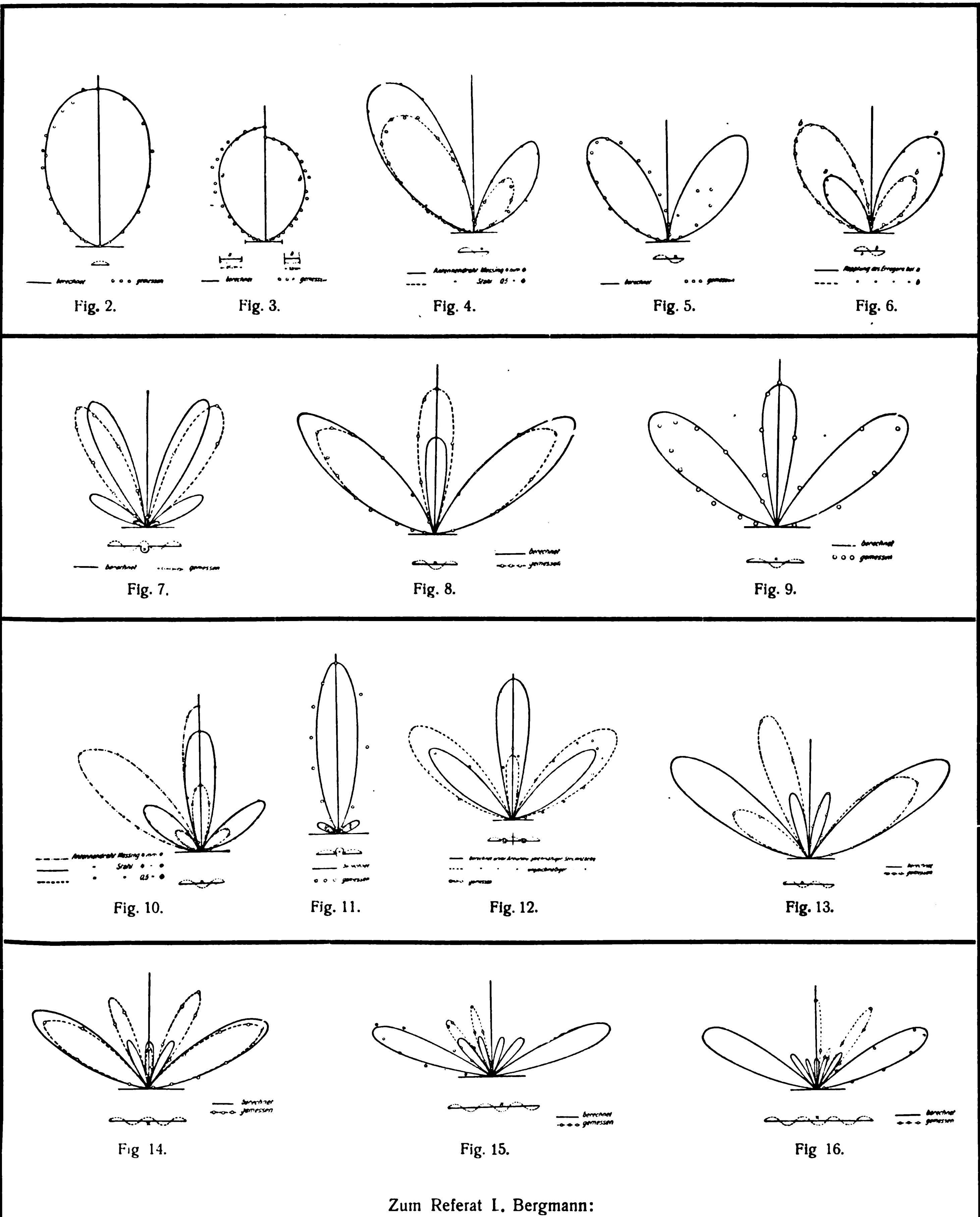


Fig. 2. Fig. 3. Fig. 4. Fig. 5. Fig. 6.

Fig. 7. Fig. 8. Fig. 9.

Fig. 10. Fig. 11. Fig. 12. Fig. 13.

Fig 14. Fig. 15. Fig 16.

Zum Referat I. Bergmann:
Messungen im Strahlungsfelde einer in Grund- und Oberschwingungen erregten stabförmigen Antenne.

das Strahlungsdiagramm einer in der dritten Oberschwingung, Fig. 14 dasselbe bei einer in der vierten Oberschwingung erregten Antenne. In dem in Fig. 12 wiedergegebenen Diagramm ist für den letzten Fall die Strahlung zweier symmetrisch gelegener Strombäuche durch eingeschaltete Spulen unterdrückt. Die beiden letzten Fig. 15 und 16 zeigen noch die Ergebnisse bei der Erregung der Antenne in der fünften und sechsten Oberschwingung. In jedem Falle ergibt sich, daß die Richtung der einzelnen Strahlungsäste, in die sich die gesamte Strahlung der Antenne aufteilt — es ergeben sich stets so viele Strahlungsäste, wie Strombäuche auf der ganzen Antenne vorhanden sind —, mit der errechneten Richtung gut übereinstimmt. Was dagegen die Amplitude der einzelnen Äste angeht, so weicht diese oft ganz erheblich von dem theoretischen Werte ab. Der Grund dafür liegt darin, daß man bei der Berechnung bisher stets voraussetzte, daß die Stromamplitude in den einzelnen Schwingungsbäuchen auf der Antenne denselben Wert hat. In Wirklichkeit wird aber die Stromamplitude in dem Strombauch am größten sein, in dem die Erregung durch den Sender stattfindet. Nach den Enden der Antenne wird sie durch Joulsche Verluste sowie infolge von Strahlung allmählich abnehmen. Wird dies in der Rechnung berücksichtigt, so stimmt die Messung mit dem errechneten Resultat gut überein.

L. Bergmann.

Lloyd Espenschied. Ueber die Ausbreitung von Rundfunkwellen in Städten. (Abridgement of radio broadcast coverage of city areas.) Journ. Amer. Inst. Electr. Eng. Bd. **46**, S. 25—32, 1927, Nr. 1.

Es werden eingehende Untersuchungen mitgeteilt, die zum Ziel hatten, für das ganze New Yorker Stadtgebiet einen gleichmäßigen Rundfunkempfang zu erzielen. Die Betrachtungen sind an Hand dieses Beispieles aber so allgemein gehalten, daß sie auch, wenigstens teilweise, auf andere Städte übertragen werden können.

Die Fig. 1 zeigt die gemessene Feldverteilung um den Sender W E A F (5 kW, 492 m Wellenlänge), im Sommer 1925 am Tage aufgenommen. Man sieht vor allem nach Nordosten und Osten eine schnelle Abnahme der Feldstärke. Die bei den einzelnen Kurven gleicher Feldstärke angeschriebenen Werte geben μ V/m an. Die bei den einzelnen Feldstärken in New York gemachten Beobachtungen werden folgendermaßen zusammengefaßt:

1. Bei Feldstärken zwischen 100 000 und 50 000 μ V/m ist der Empfang so gut, wie man nur wünschen kann. Größere Feldstärken erschweren die Aufnahme von anderen Stationen.

2. Zwischen 50 000 und 10 000 μ V/m hat man gewöhnlich störungsfreien Empfang während des ganzen Jahres. Störungen kommen nur von benachbarten Gewittern.

3. Bei 10 000 bis 1000 μ V/m treten Schwankungen zwischen gut und schwach, teilweise sogar schlecht, auf.

4. Unter 1000 μ V/m ist die Aufnahme im allgemeinen unzuverlässig und im Sommer allgemein schlecht.

5. Bei Feldstärken von 100 μ V/m ist eine einigermaßen klanggetreue Wiedergabe nicht mehr möglich, man kann wohl noch Sprache verstehen, wo es auf die Qualität nicht weiter ankommt.

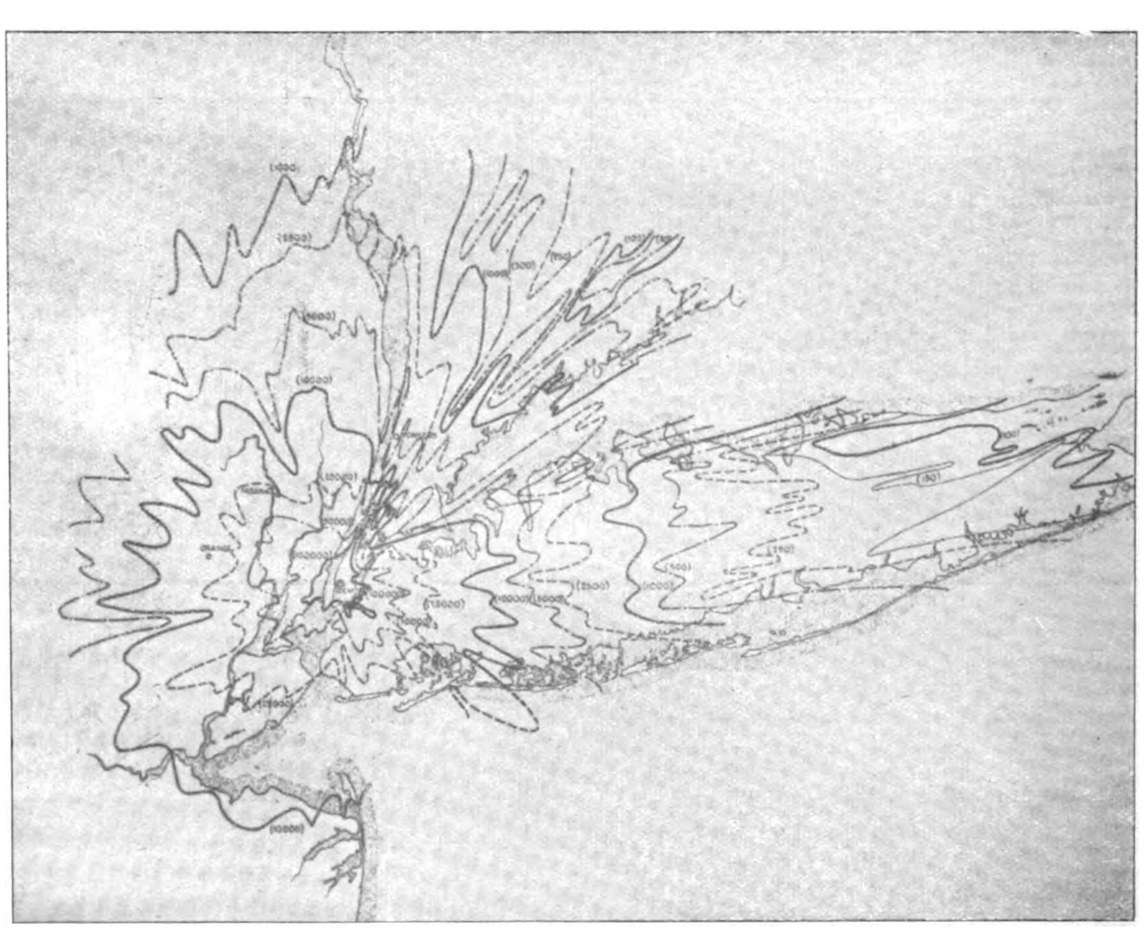


Fig. 1

Um einen 5-kW-Sender erhält man Feldstärken von 10 000 μ V/m in etwa 15 bis 30 km Entfernung und 1000 μ V/m nicht weiter als 80 km. Eine hochwertige Darbietung kann man mit einem 5-kW-Sender also meist nicht

auf 100 km übertragen. Man sieht, daß normale 0,5-kW-Sender gänzlich unzureichend sind, daß man vielmehr die Energie auf 5 kW oder noch mehr bis 50 kW erhöhen sollte; bei letzterer erhielte man noch 10 000 μ V/m in 75 km Entfernung.

Um einen Ueberblick zu gewinnen, worauf die in Fig. 1 wiedergegebenen Ausbreitungsstörungen zurückzuführen sind, und um einen geeigneten Platz für die Senderaufstellung ausfindig zu machen, wurde eine fahrbare 0,5-kW-Sendestation an vier Orten aufgebaut und ihre Feldverteilung wieder ausgemessen. Für 50 000 und 10 000 μ V/m Feldstärke sind die Kurven in Fig. 2 eingezeichnet. Fig. 2 A entspricht der Fig. 1, Senderstelle: Weststreet. Fig. 2 B, Sender in Secaucas, ergibt eine recht gleichmäßige Ausbreitung, abgesehen von Fehlstellen auf Long Island. Fig. 2 C, Sender in College Point, zeigt Fehlstellen in New Jersey. Fig. 2 D, Sender in West-Orange, ist insofern ungünstig, als das dichtbesiedelte Gebiet von Manhattan völlig außerhalb der 50 000 μ V/M Zone liegt. In Long Island ergeben sich wieder Fehlstellen. Die Ausbreitung von ler Walkerstreet, Fig. 2 E, ist ganz ähnlich wie die von Vestst reet. Die Schattenwirkung hoher Gebäude nach Norden und Süden ist augenfällig. In der Fig. 2 F sind ämtliche fünf Stationen mit ihren hauptsächlichsten Fehlstellen eingetragen. Verbindet man die Fehlstellen mit den Stationen, dann schneiden sich alle diese Verbindungslinien etwa auf dem Broadway und der 38. Street, dem Zentrum der Wolkenkratzer. Man sieht ganz deutlich, wie dieses Hochhausviertel mit seinen gewaltigen Stahlmassen die Feldverteilung der New Yorker Rundfunksender entscheidend beeinflußt.

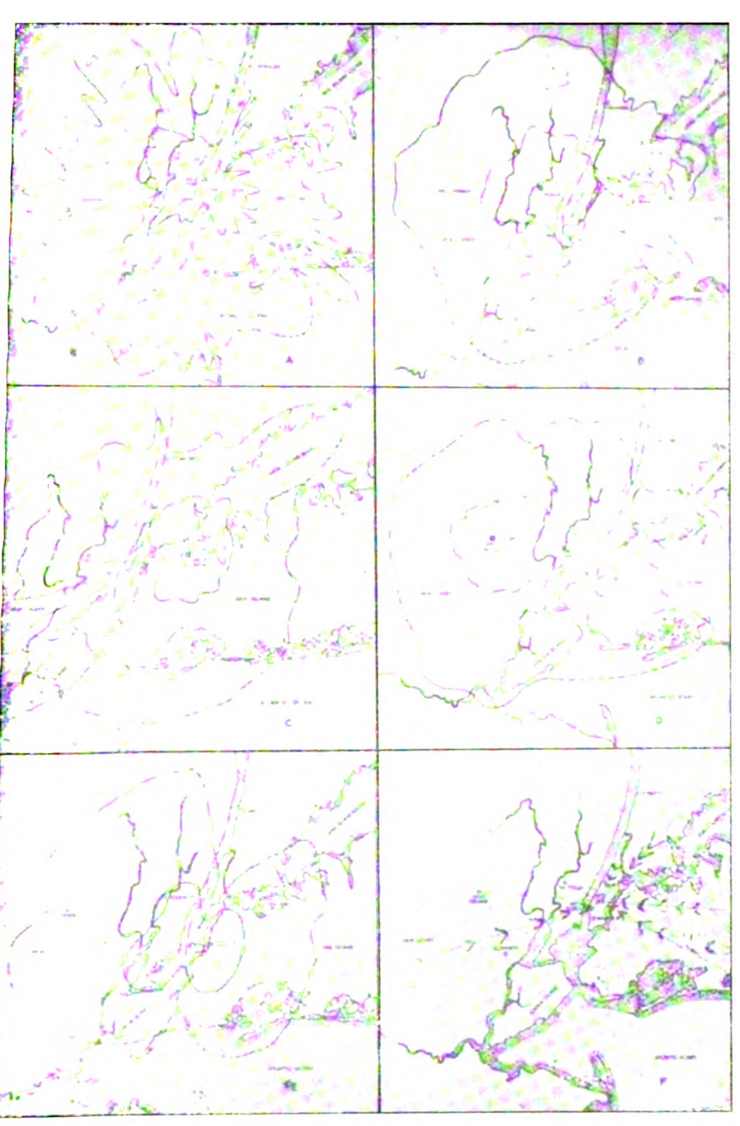


Fig. 2.

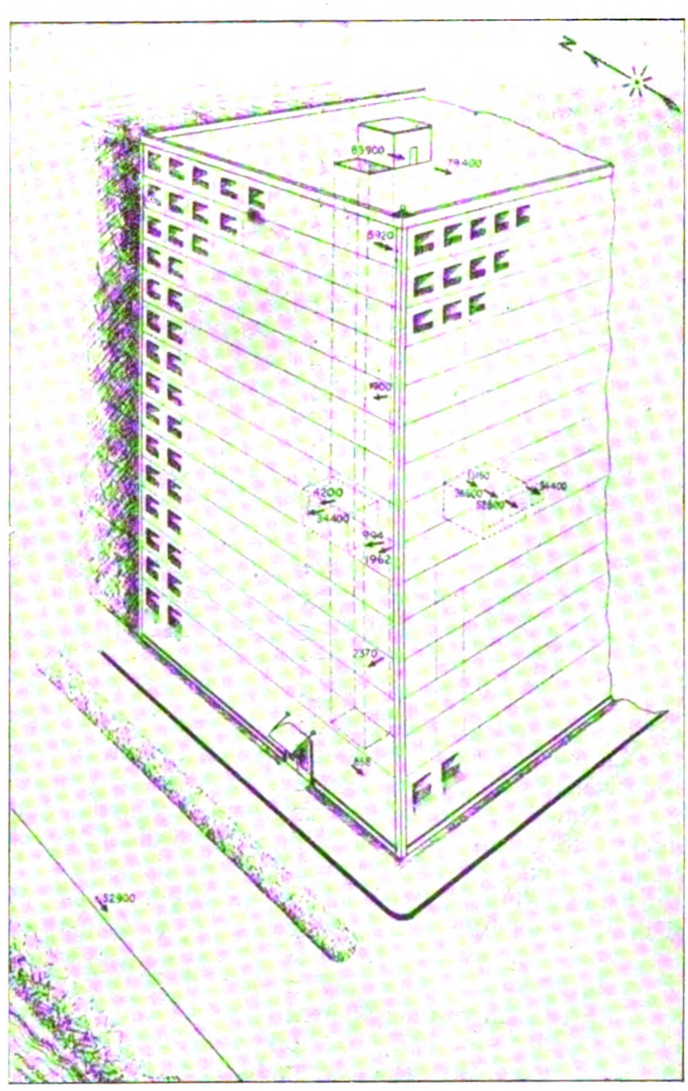


Fig. 3.

Um festzustellen, welcher Ort für den Sender der größten Zahl von Hörern eine möglichst günstige Feldstärke zukommen läßt, sind die Relativzahlen der Hörer festgestellt, welche mehr als 50 000 μ V/m, welche zwischen 50 000 und 10 000 μ V/m und welche unter 10 000 μ V/m Feldstärke erhalten würden. Diese Zahlen sind für die Stationen:

	50 000	50 000—10 000	<10 000 μ V/m
Secaucas	15 %	69 %	16 %
College Point	11 %	68 %	21 %
West-Orange	3,5 %	66 %	31 %
Walker-Street	16 %	43 %	39 %
West-Street	27 %	45 %	28 %

Hieraus ergibt sich, daß es nicht das Günstigste ist, den Sender in dem dichtbebauten Manhattan unterzubringen, sondern östlich oder westlich davon. Auch wäre es noch möglich, auf Manhattan weiter nach Norden zu gehen.

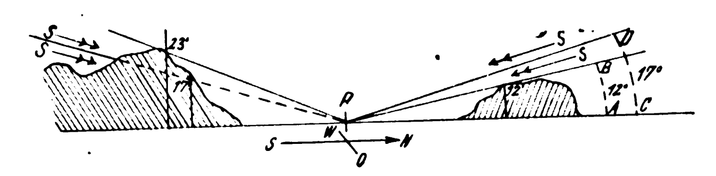
Die für die Kurven gleicher Feldstärke benutzten Werte sind im allgemeinen auf Straßen oder freien Plätzen, aber nicht innerhalb der Häuser gemessen. Man hat also hier noch nicht die Werte, wie sie meistens für die Empfangsantennen selbst in Frage kommen, besonders bei Innenantennen. Die Fig. 3 zeigt eine Reihe von gemessenen Feldstärken innerhalb eines 15-stöckigen Hochhauses, dessen Stahlgerüst angedeutet ist. Innerhalb des Hauses sinkt die Feldstärke auf einige Prozent der außerhalb desselben gemessenen. In Außenzimmern ist die Feldstärke am Fenster etwa achtmal größer als weiter im Raume. In diesen Fällen ist es günstig, die Wellenenergie außerhalb des Gebäudes aufzufangen und in gegen Lokalstörungen geschützten Leitungen in die Wohnräume zu führen.

Zum Schluß wird noch auf die normale Selektivität der einzelnen Empfängertypen und deren Einfluß auf die klanggetreue Aufnahme und Störbefreiung eingegangen.

Die Untersuchungen sind von der American Telephone and Telegraph Company und den Bell Telephone Laboratorien durchgeführt. Lübcke.

P. C. Oscanyan. Erscheinungen, die bei der Grönland-Expedition der Universität von Michigan beobachtet wurden. (Radio Phenomena recorded by the university of Michigan Greenland expedition. 1926.) Proc. Inst. Radio Eng. **15,** S. 425—430, 1927.

Von allgemeinerem Interesse ist wohl eine Beobachtung in der Arbeit. Als der Empfänger R an einer Stelle aufgestellt war, deren Lage durch das Profil der nebenstehenden Figur genügend gekennzeichnet ist, war es unmöglich,



die Kurzwellen der Schiffsstation, die sich im Norden vom Empfänger befand, und, abgesehen von den stärksten, die Kurzwellenstationen, die ungefähr südlich von dem Empfänger im Osten und Zentrum der Vereinigten Staaten liegen, aufzunehmen. Gleichzeitig wurden die Kurzwellen-Stationen im Westen der Vereinigten Staaten, die von der Empfangsstation aus gesehen nicht durch Berge abgeschirmt waren, sehr gut empfangen. J. Zenneck.

E. L. Chaffee. Bezeichnungen für Röhrenkreise. (Vacuum-tube nomenclature.) Proc. Inst. Radio Eng. **15,** 181—194, 1927. Bemerkungen dazu von **G. R. Metcalfe.** Proc. Inst. Radio Eng. **15,** 253—254, 1927.

Chaffee empfiehlt für die Behandlung von Röhrenkreisen eine Anzahl von Bezeichnungen, Zeichen und Symbolen, die zum Teil mit solchen, die schon mindestens gelegentlich in Gebrauch sind, übereinstimmen, zum Teil bewußt davon abweichen, hauptsächlich aber der Zahl nach weit über diejenigen hinausgehen, die sonst üblich sind.

Metcalfe macht dagegen geltend, daß durch solche besondere Zeichen die Zeit, die der Satz einer solchen Abhandlung erfordert, und die Kosten für denselben ungebührlich erhöht werden. J. Zenneck.

S. L. Brown und **M. Y. Colby.** Elektrische Messungen bei Hochfrequenz. (Hochfrequenzlaboratorium der Phys. Abt. der Universität in Texas.) Phys. Rev., Band **29,** 717—726, 1927, 8 Fig.

Der Aufsatz behandelt die Meßmethoden für Widerstand, Induktivität, Kapazität und Impedanz bei Hochfrequenz mit Hilfe eines Röhrenvoltmeters. Die beschriebenen Versuche und die gegebenen Zahlen zeigen Hochfrequenzmeßmethoden, die mit den entsprechenden Meßverfahren bei Niederfrequenz hinsichtlich Einfachheit und Genauigkeit vollkommen vergleichbar sind. Es wird gezeigt, daß der Widerstand eines Stromkreises bei einer Frequenz von mehreren Millionen Hertz mit einer Genauigkeit von 1% gemessen werden kann, selbst dann, wenn der Widerstand nur 0,01 Ohm beträgt. Auch kleinere Werte können noch mit einer leidlichen Genauigkeit festgestellt werden. Die Induktanz einer Leitung kann mit einer Volt- und Amperemeter-Methode mit etwa 1% Genauigkeit gemessen werden, obgleich die Induktanz nur einen kleinen Teil eines μH beträgt. Es wird die Induktanz einer kreisrunden Spule mit einer Windung oder mit zwei parallelen Drähten berechnet und mit den gemessenen Werten verglichen.

Die Meßverfahren sind in folgender Weise verbessert worden:

a) indem ein Kreis von so geringem Widerstand verwendet wird, daß die Kopplung mit der Stromquelle sehr lose gemacht werden kann. Der Kopplungskoeffizient war häufig kleiner als $1 \cdot 10^{-6}$.
b) durch Verwendung einer sehr kleinen Leistung aus dem Oszillator, mit dem Ergebnis, daß die EMK in dem abgestimmten Kreis konstant bleibt. Die Leistung betrug selten mehr als 20 mW,
c) durch Verwendung eines sehr empfindlichen und genauen Voltmeters, dessen Angaben unabhängig sind von der Frequenz. Es konnten damit Spannungsschwankungen von 0,2 mV festgestellt werden.

G. Keinath.

Konferenz über Hochfrequenzmessungen. (American Institute of El. Eng. Kommission f. Instrumente und Messungen.) (Journ. A. I. E. E., Band **46,** Seite 487. Mai 1927.

Am 25. Mai 1927 hat in Pittsfield eine Konferenz stattgefunden, auf der eine Reihe von Vorträgen über Hochfrequenz-Meßverfahren gehalten worden sind. Eine Ankündigung dieser 14 Vorträge liegt vor.

Besonders bemerkenswert sind Vorträge über ein Voltmeter für Hochfrequenz mit Thermoumformer, das bereits in seiner ersten Ausführung von Wilson in den Transactions des A. I. E. E. 1924 veröffentlicht wurde. Das Voltmeter verbraucht 2 bis 8 mV und ist bemerkenswert durch die mehrfache Abschirmung der Einzelteile.

Ein neues Verfahren zur Messung von Hochfrequenzströmen besteht darin, daß ein kapazitiver Shunt benutzt wird. Man benutzt ein Hitzdrahtinstrument oder ein Drehspul-Amperemeter mit Thermoumformer in Reihe mit einem kleinen Kondensator und schaltet die ganze Kombination parallel mit einem großen Kondensator. Die Fehler bei dem Instrument mit Thermoumformer sollen bei 6000 Kilohertz nicht über 0,5% hinausgehen, und es soll möglich sein, bis zu 60000 Kilohertz zu messen. Es sind auf diese Weise schon Strommesser mit verschiedenen Bereichen (50, 100, 200 A) hergestellt worden. Der Thermoumformer verbraucht durchweg 0,25 A. Eine Störungsquelle kann in den Oberwellen liegen. Ein anderes, bereits bekanntes Verfahren der Strommessung bei Hochfreqenz benutzt Einleiterstromwandler mit 1 A Sekundärstrom, wiederum mit einem Thermoumformer und einem Drehspulinstrument zur Anzeige. G. Keinath.

Band 30 **Oktober 1927** **Heft 4**

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie
Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

INHALT

Manuskripte für das Jahrbuch, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an die Schriftleitung Dr. E. Mauz, Greifswald, Physikalisches Institut, zu senden. — Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen. — Abonnements und Inserate sind zu richten an die Verlagsbuchhandlung M. Krayn, Berlin W 10, Genthiner Straße 39, Postscheck-Konto Berlin 32647.

Über die Zieherscheinung beim Lichtbogengenerator.

Von **H. Poleck**, Berlin.

Inhaltsübersicht.

A. Einleitung.
 a) Der Lichtbogengenerator.
 b) Versuchsanordnung.
 c) Mechanischer Kurvenumzeichner.
B. Zieherscheinungen der Grundwelle.
 a) Die Frequenzänderungen.
 b) Das Verhalten der Stromintensitäten.
 c) Die Verhältnisse im Bogen selbst.
 d) Phasenlage.
C. Zieherscheinungen der Oberwellen.
 a) Allgemeines Bild und Vergleich mit dem Röhrensender.
 b) Die Rückwirkung des Sekundärkreises.
 c) Oberwellenresonanz vor der Grundwellenresonanz.
D. Schwebungen.
E. Einfluß der Lichtbogenkapazität.

A. Einleitung.

Ueber die Zieherscheinungen beim Röhrenzwischenkreissender liegen zahlreiche experimentelle und theoretische Arbeiten[1]) vor, die die Erscheinung in ihren Grundzügen klargelegt haben. Immerhin schien es von Interesse, das Ziehphänomen auch bei Lichtbogenschwingungen zu studieren, um zu versuchen, ob unter den geänderten Versuchsbedingungen sich vielleicht neue Seiten zeigen würden.*)

*) Während des Druckes dieser Arbeit erschien in dieser Zeitschr. Bd. **30**, S. 1, 1927, die Mitteilung von H. Winkler aus dem Schwachstrominstitut der Technischen Hochschule zu Dresden unter dem gleichen Gesichtspunkt. Wenn auch der Ausgangspunkt beider Arbeiten derselbe ist und sich dadurch hier einiges wiederholt, so führt doch der Gang beider Untersuchungen bald nach verschiedenen Richtungen.

[1]) Vergl. die zusammenfassende Darstellung in H. G. Möller, Elektronenröhren. und Albersheim, Arch. f. E. 14, S. 23, 1924.

a) Der Lichtbogengenerator.

Bei stärkerer Energieentnahme hat man es hier bekanntlich mit den von Simon und Reich und besonders eingehend von Barkhausen[2]) untersuchten Schwingungen zweiter Art zu tun.

Bild I zeigt nach Barkhausen (S. 73) den Verlauf des Lichtbogenstromes i, der Kondensatorspannung E_1 und

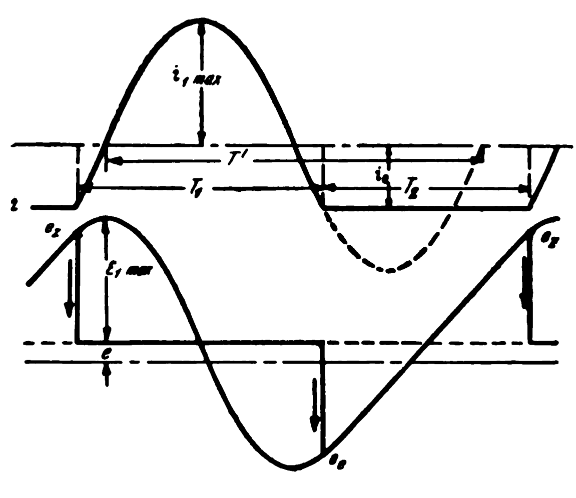


Bild I

der Bogenspannung e. Der Lichtbogenstrom i ist die Summe aus dem konstanten Gleichstrom i_0 und dem Schwingungsstrom i_1. Er fließt nur während der Brennzeit T_1 und wird Null, wenn der Kondensator eine gewisse

[2]) Barkhausen, „Das Problem der Schwingungserzeugung".



negative Spannung e_a hat, wobei der Bogen erlischt. Während der Löschzeit T_2 ist die Bogenspannung mit der Kondensatorspannung identisch. Die Kapazität wird durch den Gleichstrom wieder umgeladen, bis die Zündspannung e_z erreicht ist und eine neue Zündung erfolgt.

Die Vollperiode $T = T_1 + T_2$ ist immer größer als $T' = 2\pi\sqrt{LC}$, und zwar um so mehr, je größer $\frac{i_1}{i_0}$ ist, wobei auch dem Bogen mehr Energie entzogen werden kann, ohne die Schwingungen zum Aussetzen zu bringen.

b) Versuchsanordnung.

Bild II zeigt die Versuchsanordnung. Betriebsspannung war 440 Volt. L_0 sind zwei Drosseln, R_0 ein Vorwider-

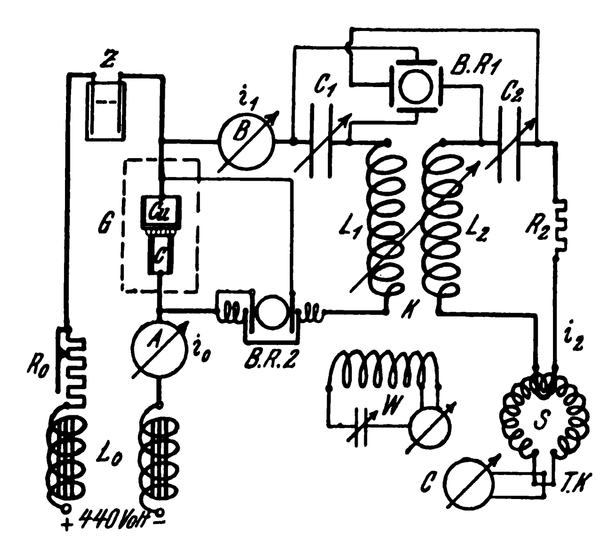


Bild II.

stand, A ein Ampèremeter für Messung des Gleichstromes i_0, G der Lichtbogengenerator, in welchem der Bogen zwischen einem gekühlten Kupferbecher und einer Homogenkohle brannte, Z eine elektrolytische Zersetzungszelle, in der durch den Betriebsstrom selbst der benötigte Wasserstoff für die Bogenlampe erzeugt wurde, B ein Hitzdrahtinstrument zur Messung des Primärstromes i_1, C_1 und C_2 die variablen Kapazitäten, L_1 und L_2 die konstanten Selbstinduktionen eines Variators K. Im Sekundärkreis wurde der Strom i_2 mittels Lufttransformator, Thermokreuz TK und Galvanometer C gemessen, wobei sich eine symmetrische Ringspule S infolge ihrer außerordentlichen Störungsfreiheit gegen die in ihrer Größe und Richtung sehr veränderlichen Induktionsfelder vorzüglich bewährt hat. R_2 war ein zusätzlich einschaltbarer Dämpfungswiderstand. Da in einem Wellenbereich um 1000 m herum gearbeitet wurde, mußten die Schwingungsvorgänge mit Hilfe der Braunschen Röhre untersucht werden; und zwar waren stets zwei, verschieden empfindliche, BR_1 u. $_2$ an eine Pumpe angeschlossen. Mit BR_1 wurden die Kapazitätsspannungen beider Kreise E_1 und E_2 zu einer Figur $E_2 = f(E_1)$ kombiniert und mit BR_2 die zugehörigen Lichtbogencharakteristiken $e = f(i_1)$ und Energiediagramme $e = f(E_1)$ untersucht. Wenn es von Interesse war, eine Schwingungsgröße als lineare Funktion der Zeit zu erhalten, wurde in bekannter Weise als Abszissenschwingung die einem abgestimmten, lose angekoppelten Resonanzkreis (z. B. Wellenmesser W) entnommenen Harmonischen mit ihr kombiniert, um sie nach geometrischer Koordinatentransformation in ihrem wahren zeitlichen Verlauf zu erhalten.

c) Mechanischer Kurvenumzeichner.

Es wurde für diesen Zweck ein mechanischer Umzeichner konstruiert (Bild III). $ABDC$ ist ein Kurbelgetriebe, drehbar um A und C mit den Gelenken B und D, dessen Hebelarme $AB = CD = a$ der Amplitude der einwelligen Hilfsschwingung gemacht werden. Ein Visierstift V, mit dem man die Kurve umschreibt, läßt sich sowohl auf BD als auch auf HG, der einen Seite des auf den parallelen Schienen JL und MK verschiebbaren Gestängevierecks $EFGH$ verschieben. EF trägt in der Mitte einen Schreibstift S, der die Ordinaten y der Unbekannten auf der Trommel T aufzeichnet, welche wiederum etwa durch ein Kegelräderpaar bei A mit dem Kurbelgetriebe gekuppelt ist. Erwähnt sei, daß man natürlich mit schiefwinkeligen Achsen arbeiten kann, wenn $\sphericalangle\, EHG$ verstellbar gleich dem Achsenwinkel α und $AB = a \sin\alpha$ gemacht werden, während y immer parallel zu BD zu legen ist. Die Phase und die Auswahl der n^{ten} Harmonischen ist natürlich gleichgültig.

B. Zieherscheinungen der Grundwelle.

a) Die Frequenzänderungen.

Bei den Versuchen wurden, von den bekannten Erscheinungen ausgehend, zunächst einige bemerkenswerte Gesetzmäßigkeiten der normalen Zieherscheinung festgestellt und dann die bereits von Glage und Edler[3])

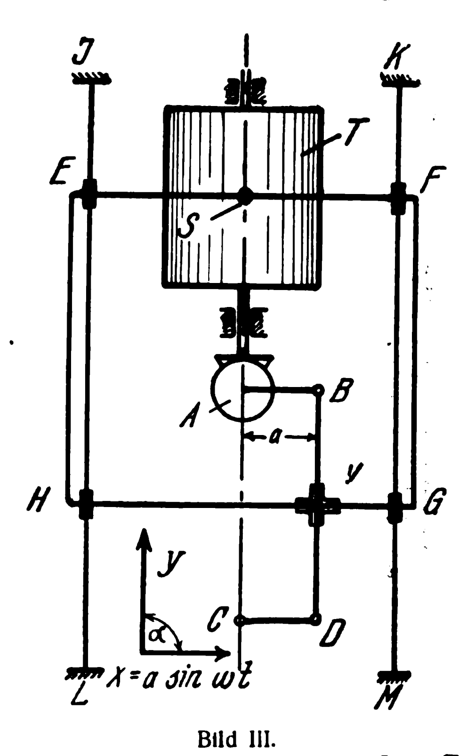


Bild III.

studierte Einwirkung der Oberwellen untersucht, wobei die Diagrammdarstellung[4]) nach Bild IV, Fig. a, benutzt ist. Als Abszisse ist die variable Eigenwelle des Sekundärkreises λ_{o_2}, als Ordinaten sind in den ausgezogenen Kurven die Koppelwellen λ_1 und λ_2 aufgetragen. Die Wagerechten bedeuten die konstant gehaltene Primäreigenwelle λ_{o_1} und

[3]) Glage und Edler, Arch. f. El. 10, S. 56, 1921.
[4]) Vgl. z. B. Rogowski, Arch. f. El. 10, S. 8, 1921.

die bei offenem Sekundärkreis erregte Welle λo_1, die immer etwas größer als die aus den Dimensionen des Schwingungskreises errechnete $\lambda o_1'$ ist und für den Verlauf der Vorgänge als maßgebend angesehen werden muß. Die Geneigte ist die Sekundäreigenwelle λo_2. Beide, λo_1 und λo_2, sind den Koppelwellen als Asymptoten zugeordnet. Der Scheitelpunkt R' wäre die Resonanzlage für eine freie Schwingung bei kurzgeschlossenem Bogen, R ist die wirkliche Resonanzlage für die erzwungene Schwingung. In allen folgenden Darstellungen ist nur für $\lambda o_2 = \lambda o_1$ die „R-Linie" gezogen.

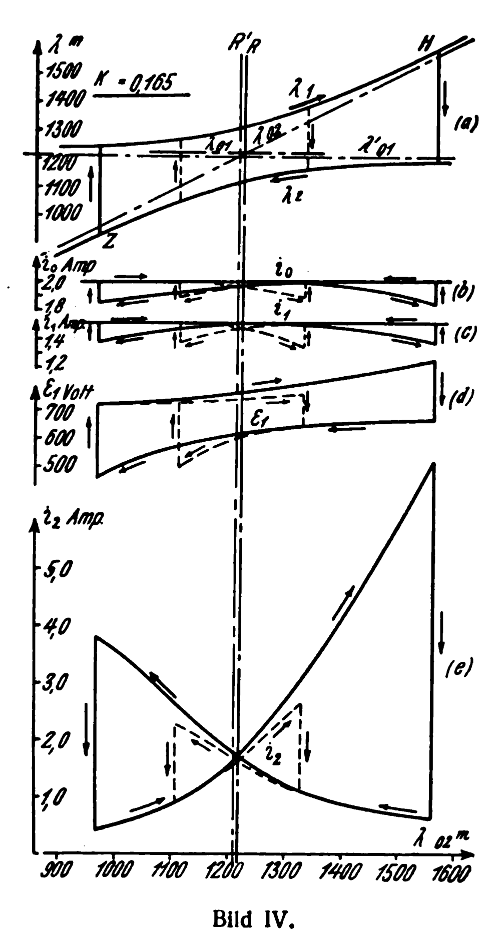


Bild IV.

Die Vorgänge spielen sich dann bekanntlich in folgender Weise ab: Ist die Rückwirkung des Sekundärkreises — bei sehr loser Kopplung — verschwindend klein, so schwingt in beiden Kreisen die Eigenwelle des Primärkreises λo_1. Infolge der Rückwirkung des Sekundärkreises geht bei starker Kopplung die Primäreigenwelle, die vermutlich beim Zünden zunächst immer entsteht, in eine der beiden Koppelwellen über, und zwar in diejenige, die der Eigenwelle des Primärkreises benachbarter ist als der des Sekundärkreises. Vor der Resonanzlage ($\lambda o_2 < \lambda o_1$) ist dies die längere, nach derselben die kürzere Koppelwelle. Variiert man λo_2 bei brennendem Bogen von kleinen zu großen Werten (was als „Hinzug" bezeichnet werden soll), so bleibt die längere Koppelwelle noch rechts der Resonanzlage bestehen und schlägt bei einer gewissen Größe der Verstimmung (Stelle *H* auf Bild IVa) in die kürzere um. Beim Rückzug springt die kürzere Koppelwelle bei *Z* wieder in die längere um. λ_1 ist links der Resonanzlinie, λ_2 recht derselben die weniger gedämpfte Welle.

b) Das Verhalten der Stromintensitäten.

Vergleicht man nun das Verhalten der Stromintensitäten in beiden Kreisen beim Durchlaufen der Ziehschleife, so sieht man (Fig. c und e), daß Primär- und Sekundärstrom sich umgekehrt verhalten. Der Primärstrom i_1 fällt beim Hinzug ab, steigt beim Sprung an, fällt beim Rückzug wieder ab und steigt beim Rücksprung wieder an. Sekundärseitig ist es umgekehrt. Der Schnittpunkt der beiden Aeste liegt immer nahe dem Resonanzpunkt. Mit Hilfe des Ziehdiagramms erkennt man leicht, daß dies so sein muß.[5]) Beim Hinzug wie beim Rückzug entfernt sich die Schwingung von der Eigenwelle des Primärkreises und nähert sich der des Sekundärkreises. Deshalb muß der Primärstrom fallen, der Sekundärstrom steigen. Durch den Sprung kommt die Schwingung immer wieder in die Nähe der Eigenwelle des Primärkreises und entfernt sich von der des Sekundärkreises. Deshalb muß hierbei der Primärstrom ansteigen, der Sekundärstrom fallen. Im Resonanzpunkt ist die Schwingung beim Hin- und Rückzug ungefähr gleich weit (je kleiner die Kopplung, um so genauer) von den beiden Eigenwellen entfernt. Deshalb wird die Stromintensität beim Hin- und Rückgang gleich sein; d. h. die beiden Kurvenäste schneiden sich hier. Figur b zeigt den i_1 ähnlichen Verlauf des Gleichstroms i_0, dessen Fallen vor den Sprüngen die durch die starke Koppeldämpfung hervorgerufene Energieentnahme anzeigt. In Fig. d sieht man die Primärkapazitätsspannung E_1, deren Verlauf ungefähr dem Produkt aus λ_1 bzw. λ_2 und i_1 proportional ist und daher eine Schleife bildet, während E_2 ähnlich wie i_2 verläuft. Der gestrichelte Kurvenverlauf auf Bild IV ergibt sich bei sekundärer Zusatzdämpfung, die die Ziehschleife bekanntlich einschränkt, während dieselbe bei größerer Kopplung, wachsender Bogenlänge, größerem $\frac{C_1}{L_1}$ d. h. auch größerem $\frac{i_1}{i_0}$ und $\frac{T_2}{T_1}$ ausgedehnt wird.

c) Die Verhältnisse im Bogen selbst.

Die Vorgänge im Bogen selbst wurden nun an Hand von aufgenommenen Lichtbogencharakteristiken untersucht, die auf der Tafel, Fig. 1 u. 2, dargestellt sind. Abszisse ist der Lichtbogenstrom, Ordinate die Bogenspannung. Fig. 2 ist eine vor dem Sprung und Fig. 1 eine nach demselben aufgenommene Figur; letztere ist die normale Lichtbogencharakteristik für Schwingungen zweiter Art. Wenn der Bogen erloschen ist, wird die Bogenspannung $e = E_1$, die beim Auslöschen negativ ist (vgl. Bild I). Vor dem Sprung (Fig. 2) ist die negative Löschspannung verschwunden und die Zündspitze niedriger geworden. Die Figuren (3, 4, 5) stellen sogenannte Energiediagramme dar, wo e wieder Ordinate, aber E_1 Abszisse ist. Während auf 1 und 2 der Verlauf von e nach dem Zünden gut ersichtlich ist, erkennt man denselben auf 3, 4, 5 während der Löschzeit besser. Die Flächen der Diagramme $3 \div 5$ bedeuten nach Barkhausen ein Maß für die Schwingungsenergie. Die größte Energie besitzt bei Vergleich der vorliegenden Figuren die lange Koppelwelle λ_1 vor dem Hinsprung (Fig. 5), eine kleinere die kurze λ_2 vor dem Rücksprung (Fig. 3), und sehr klein ist die Fläche der Fig. 4 nach dem Sprung; denn die untere Fläche ist negativ zu rechnen. Aus dem Verschwinden des negativen Löschzipfels und der Erniedrigung des Zündgipfels vor den Sprüngen kann man dort auf eine Verkürzung der Löschperiode schließen. Wenn der Bogen gar nicht mehr löscht, gibt es natürlich weder eine Zünd- noch Löschspannung. In der Tat zeigt sich, daß man vor den Sprüngen an der Grenze zwischen Schwingungen erster und zweiter Art arbeitet. Eine Kombinationsfigur aus

[5]) Vgl. auch H. G. Möller, Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph. 16, S. 403, 1920.

Primärstrom und -Spannung stellt bei einer reinen Sinusform, also Schwingung erster Art, eine stetige Ellipse dar, während sich bei Schwingungen zweiter Art in dieselbe durch die Konstanz des während der Löschperiode fließenden Kondensatorladestromes i_0 ein geradliniges Stück einschaltet. Man sah auf dem Schirm der Braunschen Röhre, wie dieses geradlinige Stück bei Annäherung an die Sprungstellen immer kleiner wurde, um kurz vor dem Sprung überhaupt zu verschwinden. Ein weiterer Beweis dafür, daß vor dem Hin- und Rücksprung Schwingungen zweiter Art sich solchen erster Art nähern, ergibt sich durch Vergleich der wirklich auftretenden mit den

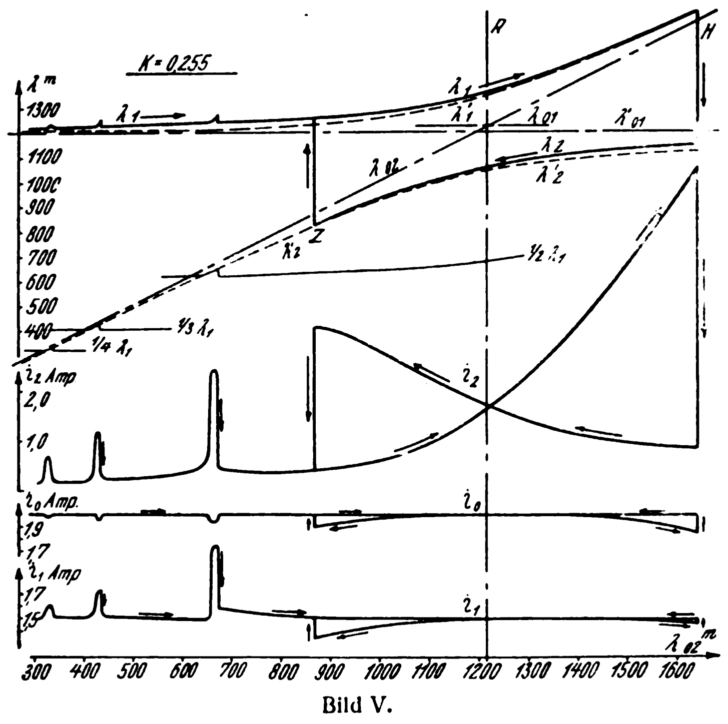


Bild V.

theoretischen Koppelwellen, die aus den Eigenperioden der beiden Kreise bei kurzgeschlossenem Bogen berechnet wurden.

Man sieht auf Bild V, wo die Kopplung 0,255 beträgt, wieder das Wellenlängendiagramm mit den beiden Sprüngen bei H und Z. Die durchgezogenen Kurven sind die tatsächlich gemessenen Wellen λ, während die gestrichelten die aus den Eigenperioden berechneten Koppelwellen λ' darstellen. Es fällt auf, daß sich die erregten den theoretischen Koppelwellen nach den Sprüngen H und Z zu nähern, um dort mit ihnen identisch zu werden, was eben auch die Verkleinerung der Löschperiode und Annäherung an Schwingungen erster Art andeutet. Wenn die Löschperiode gerade Null wird, muß eben der Sprung eintreten, da bei der sehr beträchtlichen Koppeldämpfung eine reine Schwingung erster Art nicht auftreten kann; denn die dann allein durch die fallende Charakteristik lieferbare Energie würde keinesfalls ausreichen, um die Verluste zu decken. Es sei noch erwähnt, daß während des Ziehvorgangs die Schwingungen besonders durch starke sekundäre Zusatzdämpfung um die Resonanzlage herum aussetzten, wenn die Primärschwingung schon an sich eine kurze Löschperiode hatte.

d) Phasenlage.

Glage und Edler haben in ihrer Arbeit bezüglich der Grundwellen gezeigt,[6]) daß bei ganz loser Kopplung und stetiger Variation von λ_{o_2} E_2 gegen E_1 eine Phasenverschiebung von $0 \div 180^\circ$ nacheilend durchläuft, bei stärkerer Kopplung dagegen die Phase bei $90^\circ - \alpha$ in eine von $90^\circ + \beta$ springt, wo bei ganz starker Kopplung α und $\beta \cong 90^\circ$ werden. Ebenso liegen die Verhältnisse bei Lichtbogenerregung. Durch sekundäre Zusatzdämpfung werden die Winkel α und β verkleinert, so daß man der 90° = Phasenverschiebung, die bei sehr loser Kopplung stetig durchlaufen wird, näher kommt.

C. Die Zieherscheinungen der Oberwellen.

a) Allgemeines Bild und Vergleich mit dem Röhrensender.

Auf Bild V zeigt sich nun auch deutlich ein Auftreten von Oberwellenresonanz am Verlauf der Stromintensitäten i_1 und i_2; und zwar an den Stellen von λ_{o_2}, wo im λ-Diagramm die Kurve $1/n\ \lambda_1$ (n =Oberwellenindex) mit λ_2' zum Schnitt kommt, d. h. wo die erregte längere Koppelwelle ein ganzzahliges Vielfaches der kürzeren, für die freie Schwingung errechneten, ist. Glage und Edler haben die gleiche Erscheinung schon bei Röhren gezeigt und insbesondere auch konstatiert, daß:

1. diese Resonanzerscheinungen nur beim „Hinzug" auftreten, solange die längere Koppelwelle erregt wird,
2. die Oberwellen in dem Kreis hervortreten, der die kürzere Eigenschwingung besitzt,
3. die Oberwellen, in ihrer eigenen Periode gemessen, eine Phasenverschiebung von 180° gegenüber der gleichphasig bleibenden Grundwelle beim Durchgang durch ihre Resonanzlage durchlaufen.

Bei sehr loser Kopplung, wo λ_2' mit λ_{o_2} und λ_1 mit λ_{o_1} identisch ist, erhält man an den Schnittpunkten von $1/n\ \lambda_{o_1}$ mit λ_{o_2} in den Stromintensitäten scharfen Resonanzverlauf und eine stetige Phasenänderung der betreffenden Oberwelle von $0^\circ \div 180^\circ$. Bei einer Kopplung von z. B. 0,25 auf Bild V bemerkt man schon einige Unterschiede, wenn man die beim Hinzug schrittweise aufgenommenen Figuren $E_1 = f\ (E_2)$ Bild VIIIa, Fig. $1 \div 11$, zum Vergleich heranzieht. Man erkennt Schwingungsverhältnisse 4 : 1, 3 : 1, 2 : 1. Die vierte Harmonische durchläuft gegen die gleichphasig bleibenden Grundwellen — denn der Grundwellenhinsprung liegt ja erst rechts der R-Linie bei H (Bild V) — eine stetige Phasenverschiebung von 180°. Die dritte und zweite Harmonische dagegen zeigen Intensitätstiefsprünge nach ihren Maxima; eine Erscheinung, die bei Röhrenzwischenkreissendern nicht beobachtet ist. Gegenüber den von Glage und Edler[7]) gezeigten Figuren fällt besonders auf, daß bei Lichtbogenerregung bei den Intensitätsmaxima der Oberwellen schleifenartige Figuren bei den geradzahligen Oberwellen entstehen, während sich dort immer hakenartige, ähnlich Bild VIIIa, Fig. 5 und 7 zeigten. Diese Erscheinung erklärt sich wohl daraus, daß der Lichtbogenstrom bei Schwingungen zweiter Art etwa die Form hat:

$$i_L \cong a \sin \omega t - b \cos 2\,\omega t + c \sin 3\,\omega t + \ldots$$

Wenn man ihn in der nach Barkhausen gezeigten Form (vgl. Bild I) analysiert, während der Primärstrom des Röhrenzwischenkreissenders sich nach Albersheim[8]) darstellen läßt:

$$i_R \cong a \cos \omega t + b \sin 2\,\omega t + c \cos 3\,\omega t + \ldots..$$

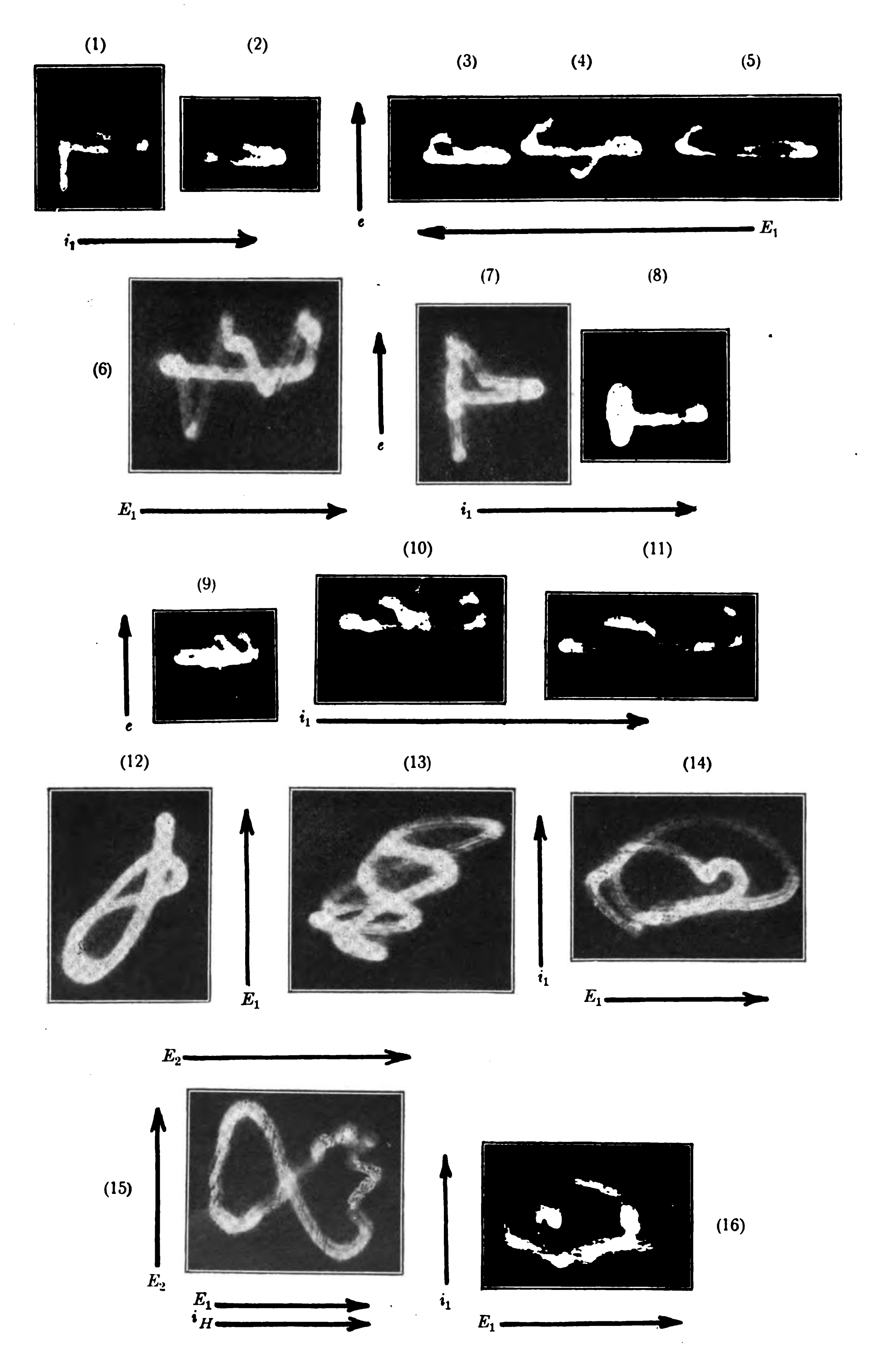
also i_R die Differentialform von i_L besitzt. Uebrigens ist dies wohl auch ein Beitrag zu den von Barkhausen[9])

[6]) Arch. f. E. **10**, S. 58, 1921.

[7]) Arch. f. E. **10**, S. 61, 1921.

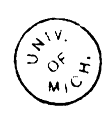
[8]) Arch. f. E. **14**, S. 23, 1924.

[9]) Phys. Zeitsch. **27**, S. 43, 1926.



Verlag von M. Krayn, Berlin W 10

Zum Aufsatz H. Poleck:
Über die Zieherscheinungen beim Lichtbogengenerator.


UNIV.
OF
MICH.

kürzlich veröffentlichten Erörterungen über das entgegengesetzte Verhalten von Lichtbogen- und Röhrenschwingungen, hervorgerufen durch deren eigentümliche Schaltung.

b) Die Rückwirkung des Sekundärkreises.

Ferner fällt auf Bild V am Verlauf der λ_1-Kurve auf (vgl. auch Glage und Edler l. c. S. 60), daß dieselbe an den Resonanzstellen der Oberwellen etwas nach oben ausweicht, woraus man erkennt, daß die Hauptwelle λ_1 durch die betreffenden Oberwellen „mitgezogen" wird und das Verhältnis $\frac{\lambda_1}{\lambda_2}$ über einen kleinen Bereich von λo_2 bestehen bleibt. Die Phase der Oberwelle ändert sich hierbei kaum, was man an den Figuren 9, 10, Bild VIIIa, für die zweite Harmonische gut erkennt. Die Rückwirkung des Sekundärkreises ist wohl am besten aus den schrittweise aufgenommenen Energiediagrammen beim Auftreten der zweiten Harmonischen ersichtlich, von denen etwa Bild VIIIa, Figuren 13, 14, 15, 17, 18 den Figuren 7, 8, 9, 10, 11 entsprechen. Wenn der Bogen erloschen ist und der dann entkoppelte Sekundärkreis frei ausschwingen kann, besteht die Bogenspannung aus der Summe der geradlinig ansteigenden Kapazitätsspannung E_1 (Bild 1) und der vom Sekundärkreis herüber induzierten Spannung. Der Sekundärkreis ist demnach auch, wie man aus den Figuren $12 \div 18$ sieht, für den Zeitpunkt des Zündens und Löschens bzw. für T_1 und T_2 mitbestimmend, wodurch eben eine partielle Aenderung der Hauptwelle λ_1 ermöglicht ist. Die herüber induzierten Oberwellen können daher je nach ihrer Ordnungszahl, Stärke und Phase die Hauptwelle in ihrer Form und Länge ganz verschiedenartig beeinflussen und daher auch die Möglichkeit verschiedener Schwingungszustände herbeiführen, von denen ein gerade bestehender labil werden und in einen andern stabilen einschlagen kann. An den Energiediagrammen sieht man, wie sich deren Flächeninhalt nach rechts hin vergrößert, wobei infolge der stärkeren Energieentnahme die Löschzeit länger wird (vgl. λ_1-Kurve auf Bild V). Zeitlich vor der eigentlichen Zündspitze Z erhebt sich mehr und mehr ein neuer Gipfel Z', bis der Bogen nicht mehr Energie hergeben kann und die Zündung bei Z' erfolgt, worauf der Schwingungszustand sich sprungweise ändert, die Wellenlänge sinkt und die Löschzeit klein wird. Man könnte bei einem der Fig. 17, Bild VIIIa ähnlichem Photogramm, Fig. 6 der Tafel, beide positiven Maxima der Bogenspannung für „Zündungen" halten. Daß dem nicht so ist, erkennt man aus der zugehörigen Lichtbogencharakteristik Fig. 7 der Tafel, die bei der ersten Spitze von e noch kein merkbares Ansteigen des Stromes i_1 zeigt. Man muß nämlich berücksichtigen, daß der Sekundärkreis die immer vorhandene Kapazität der Bogenelektroden bis zur Zündspannung aufladen kann, während die Hauptkapazität C_1 keine oder entgegengesetzte Ladung führt; daher kann wohl eine Vorentladung der Bogenkapazität mit dem sichtbaren Spannungsabfall ohne merkbaren Stromanstieg erfolgen, bis eben der Schwingungszustand durch zu starke Energieentnahme unmöglich wird, oder Z' sich Z so nähert, daß bei Z' die Hauptkapazität schon eine erhebliche positive Ladung besitzt.

c) Oberwellenresonanz vor der Grundwellenresonanz.

Das Bild V zeigt Oberwellenresonanzen links der R-Linie, wo $\lambda o_2 < \lambda_1$ ist. λ_2' liegt bei ihren Schnittpunkten mit $1/n\ \lambda_1$ näher an λo_2 als an λo_1; daher werden die Oberwellen im Sekundärkreis vorherrschend sein, was man an den Fig. $1 \div 11$ in Bild VIIIa direkt erkennt, und was auch die Analyse der Schwingungen ergab. Zu der Figur 10, Bild VIIIa, gehören die zeitlich entwickelten Schwingungskurven A, Bild VIIIb, wo sich etwa E_1 als

$$E_1 \cong a_1 \cos \omega t + b_1 \sin 2\,\omega t + \ldots$$

und

$$E_2 \cong a_2 \cos \omega t + b_2 \sin 2\,\omega t + \ldots$$

darstellen läßt, und wobei $\frac{b_2}{a_2}$ relativ viel größer als $\frac{b_1}{a_1}$ ist. Die Oberwellenresonanzen liegen in Bild V sämtlich außerhalb der Ziehschleife der Grundwellen mit dem Hinsprung H und dem Rücksprung Z.

d) Oberwellenresonanz nach der Grundwellenresonanz.

Wurde nun die Kopplung verstärkt, so zeigte sich ebenfalls ein resonanzartiger Verlauf der Stromintensitäten beim Auftreten der Oberwellen. Von einer Kopplung von 0,255 an zeigte sich bei der zweiten Harmonischen ein Intensitätssprung auch vor ihrem Maximum mit gleichzeitiger Phasenänderung von etwa 90°. Die Figuren 7 und 9, Bild VIIIa, sprangen ineinander über. Bei einer Kopplung von 0,4 fand der Sprung nach dem Maximum nicht mehr statt, und man konnte die Grundwelle rechts der R-Linie so weit hinziehen, daß die ½ λ_1-Kurve mit der λ'_2-Kurve nochmals zum Schnitt kam. Die Figur 11 ging stetig in Figur 19 über, wonach die Grundwelle umsprang. Nun wurden auch E_1 und E_2 in Figur 19 zeitlich entwickelt; es ergaben sich die

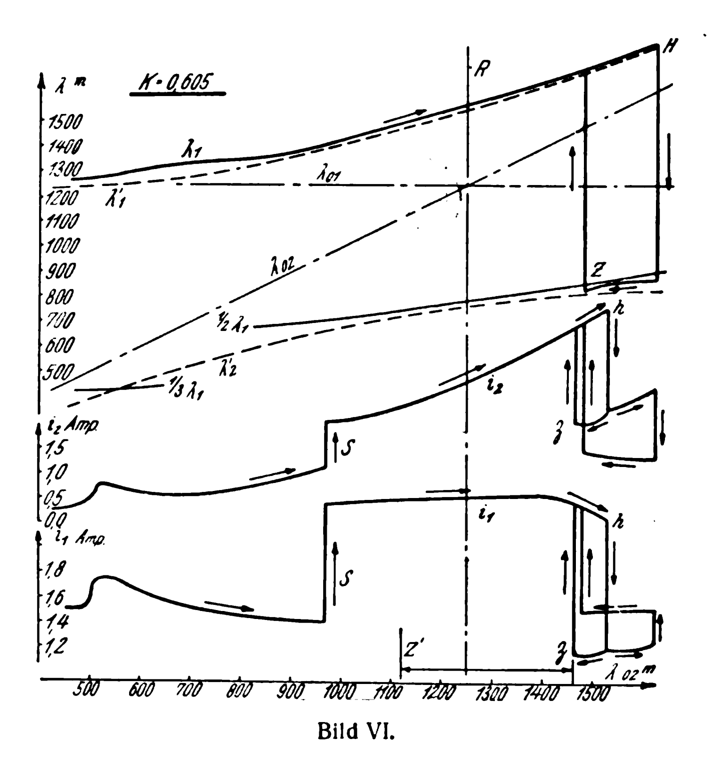


Bild VI.

Schwingungskurven B Bild VIIIb, die sich angenähert darstellen lassen:

$$E'_1 \cong a'_1 \cos \omega t + b'_1 \sin 2\,\omega t + \ldots$$

und

$$E'_2 \cong a'_2 \cos \omega t + b'_2 \sin 2\,\omega t + \ldots$$

wo jetzt $\frac{b'_1}{a'_1}$ relativ viel größer als $\frac{b'_2}{a'_2}$ ist. In diesem Falle also, wo die Oberwellen rechts der R-Linie auftreten, herrschen dieselben in der Primärschwingung vor, da λo_1 näher als λo_2 an λ'_2 liegt. Nun müßte beim Schneiden der

$1/n\ \lambda_1$ mit λ'_2 rechts der R-Linie eine umgekehrte Phasenänderung der Oberwelle stattfinden wie links derselben, da links nach dem Schnittpunkt $1/n\ \lambda_1 < \lambda o_2$, rechts $1/n\ \lambda_1 > \lambda o_2$ wird, wie dies auch Glage und Edler beobachtet haben. Es gelang beim Lichtbogen aber im allgemeinen nicht, diesen Zustand herbeizuführen, da der Grundwellensprung immer vorher stattfand; auch Resonanzen der höheren Harmonischen rechts der R-Linie waren infolgedessen nicht zu erhalten. Betrachten wir nun Bild VI, wo die Kopplung so stark ist, daß die ½ λ_1 mit λ_2 gar nicht mehr zum Schnitt kommt. Zunächst sieht man wieder die hier ziemlich abgeflachte Resonanz der dritten Harmonischen und den Hochsprung (mit 90° Phasenänderung) der zweiten Harmonischen (bei S in den i-Kurven). Besonders auffallend ist in dem λ-Diagramm die Verlagerung der Grundwellenziehschleife rechts der R-Linie mit dem Hinsprung bei H und dem Rücksprung bei Z. Ferner sieht man an den Stromkurven auch Sprünge bei h und z. Beim Hinzug sprang an der Stelle h die Figur 19, Bild VIIIa, in Figur 20 ein. An den i-Kurven erkennt man einen Intensitätstiefsprung, im λ-Diagramm keine Aenderung von λ_1. Daß es sich hierbei nicht nur um eine Intensitätsänderung handelt, sondern auch um eine Formänderung der Schwingung, erkennt man aus Figur 21, Bild VIIIa, wo $i_2 = f(E_1)$ aufgenommen war und das äußere Dreieck in das innere einsprang. Es gelang auch nach einer, am Schluß näher beschriebenen Methode, festzustellen, daß die Figuren 19 und 20, Bild VIIIa, in umgekehrtem Sinne vom Kathodenstrahl beschrieben waren. Aus letzterer Figur wurden auch E_1 und E_2 zeitlich entwickelt, die in Figur C, Bild VIIIb, zu sehen sind und angenähert sich darstellen lassen:

$$E''_1 \cong a''_1 \cos \omega t - b''_1 \sin 2\,\omega t + \ldots$$

und

$$E''_2 \cong a''_2 \cos \omega t + b''_2 \sin 2\,\omega t + \ldots$$

Beim Vergleich mit Figur 19, Bild VIIIa, und den Schwingungskurven B, Bild VIIIb, vor dem Sprung erkennt man, daß die zweiten Harmonischen in beiden Kreisen um 180° gesprungen sind; die Oberwelle im Primärkreis ist relativ noch stärker geworden. Dieser Schwingungszustand wurde beim Röhrensender von Glage und Edler rechts der R-Linie normalerweise beobachtet, war aber beim Lichtbogen nur mit Mühe in diesem Falle zu erhalten und sehr labil. Jedenfalls treten auch beim Lichtbogen die Oberwellen allgemein bei Koppelwellenresonanz in beiden Kreisen um 180° gegeneinander phasenverschoben auf, wie für Röhren es auch von Albersheim[10]) berechnet ist. Die Oberwellen verstärken sich gegenseitig; nur ist in dem letzthin gezeigten Falle die Totalschwingungsamplitude schwach, weil die rückinduzierte Oberwelle zur anregenden in Gegenphase ist und die Löschperiode verkürzt, wodurch der Bogen wenig Energie hergeben kann. Nach dem beschriebenen Sprung bei h konnte man den abnormen Schwingungszustand nach links oder rechts hinziehen, wobei rechts bei H die Grundwelle umsprang, links bei Z wieder die große Schleife, Figur 19, Bild VIIIa, auftrat wie beim Hinzug. Nach dem Hinsprung bei H war λ_2 auf dem Rückzug bis zum Rücksprung Z wieder allein in beiden Kreisen vorhanden. Man sieht also hier zwei Ziehschleifen, die der Grund- und Oberwellen, nebeneinander bestehen. Interessant ist noch, daß bei sekundärer Zusatzdämpfung der beschriebene Vorgang rechts der R-Linie gar nicht auftrat, sondern sich eine ganz normale Ziehschleife der Grundwellen mit dem Hinsprung etwa bei z und dem Rücksprung bei Z' einstellte. Wurde die Kopplung extrem fest gemacht, wobei sich ½ λ_1 nur λ'_2 nähert, so traten die Figuren 8, 9, 10, 19, Bild VIIIa, gar nicht mehr auf.

[10]) Arch. f. E. 14, S. 23, 1924.

D. Schwebungen.

Ein interessanter Fall soll noch erwähnt werden, wo nach einem Hinsprung zu der vorhandenen kürzeren Koppelwelle λ_2 die längere λ_1 gewissermaßen als „Unterwelle" hinzutritt. Bild VII zeigt diese Erscheinung bei einer Kopplung von etwa 0,63. Man sieht an der starken Abweichung der λ_1 von λ'_1 und der λo_1 von $\lambda o'_1$, daß hier das Stromverhältnis $\frac{i_1}{i_0}$ (durch größeres C_1) größer gemacht wurde und die Löschperiode relativ länger ist. Zunächst zeigte sich an der Stelle $\lambda o_2 = 1305$ m etwas Eigentümliches: es konnte hier eine große Zahl von Wellen konstatiert werden, die alle in einem ganzzahligen Verhältnis standen, also Harmonische einer Grundwelle bildeten. Dabei stimmte aber die längere Koppelwelle auffallenderweise nicht mit der Grundwelle überein, sondern bereits mit der ersten Oberwelle, so daß also die Grundwelle von doppelter Periodendauer war. Diese lange Grundwelle konnte sowohl mit dem Wellenmesser gemessen werden als auch herausgesiebt und mit der ebenfalls herausgesiebten Hauptwelle λ_1 zu einer Lissajousfigur kombiniert werden, die deutlich das Verhältnis $2:1$ zeigte.

Auf Bild VII fällt nun besonders auf, daß hier schon weit vor der R-Linie ein Hinsprung H_1 stattfindet. Verkleinerte man von dieser Stelle λo_2, so trat wie normal beim Rückzug λ_2 auf, und bei Z_2 sprang λ_2 wieder in λ_1 um. Vergrößerte man aber von H_1 aus λo_2, so erschienen auf dem Schirm der Braunschen Röhre nacheinander von links nach rechts die Figuren $E_1 = f(E_2)$, $22 \div 26$, Bild VIIIa, und die entsprechenden $i_1 = f(E_1)$, $27 \div 31$, Bild VIIIa. Man konnte beim Vergrößern von λo_2 zu der Hauptwelle λ_2, die an Intensität abnahm, $2\ \lambda_2$ (gestrichelt auf Bild VII) an

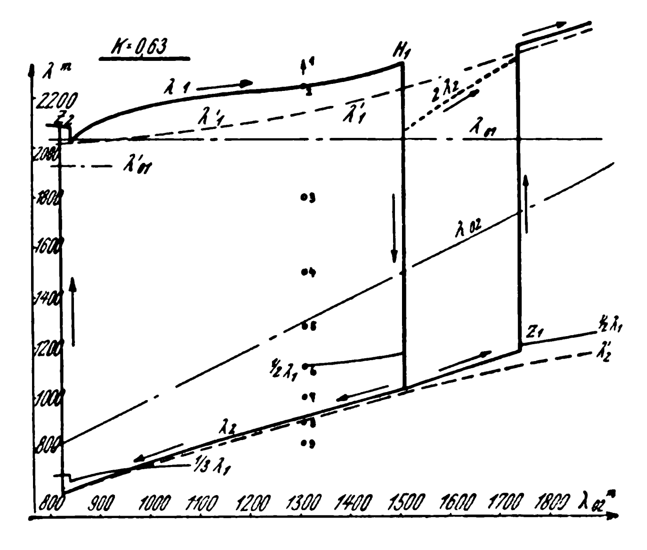


Bild VII.

Intensität wachsend messen, bis bei Z_1 $2\ \lambda_2$ die Oberhand als nunmehr „λ_1" bekommt, zu welcher jetzt λ_2 als Oberwelle ½ λ_1 hinzutritt. Man sieht auf dem λ-Diagramm, wie von H_1 nach Z_1 sich einerseits $2\ \lambda_2$ der λ'_1-Kurve, andererseits ½ λ_1 der λ'_2-Kurve nähert. Verkleinerte man λo_2 nach erfolgtem Z_1 wieder, so traten die Erscheinungen bzw. Figuren in rückwärtiger Reihenfolge auf. Weit rechts der R-Linie springt λ_1 wieder in λ_2 wie sonst um; beim Rückzug tritt dann bis zum Rücksprung Z_2 in beiden Kreisen nur λ_2 ohne Schwebungsvorgänge auf. Bei den Figuren 22/27, Bild VIIIa, ist Sprung H_1 gerade eingetreten, und es schwingt zunächst in beiden Kreisen nur λ_2. Bei Fig. 23/28 erkennt man einen regelrechten Schwebungsvorgang, der

sehr stabil war. Die Stromscheitel, s. Fig. 28, 29, von λ_2 sind abwechselnd verschieden groß, wodurch eben die Doppelperiode $2\lambda_2$ als Schwebungswelle zustande kommt. Die folgenden Oszillogramme sind auf dem weiteren Hinzuge fixiert worden. Beim Sprunge Z_1 springen die Figuren 25, 30 in Fig. 26, 31 über. Die dazu aufgenommenen Energiediagramme Tafel Fig. 9, 10, 11, verdeutlichen den Schwingungsvorgang insofern, als Fig. 9 und 10 (zu 29 und 30 gehörig) Doppelzündungen innerhalb der Periode $2\lambda_2$ der Grundharmonischen erkennen zu lassen. In Fig. 11 entspr. Fig. 31), wo der Sprung Z_1 gerade stattgefunden hat, ist nur noch eine Zündung vorhanden. Die Art der Schwingung ist bei Fig. 11 bzw. 26 ähnlich wie bei Fig. 19, Bild VIIIa, schon beschrieben. Während bei Fig. 9 und 10 (s. Pfeil) die Bogenspannung nach der hier gerade noch stattfindenden zweiten Zündung kurze Zeit auf ihren während der Hauptbrennzeit normalen Wert absinkt, ist dies bei Fig. 11 nicht

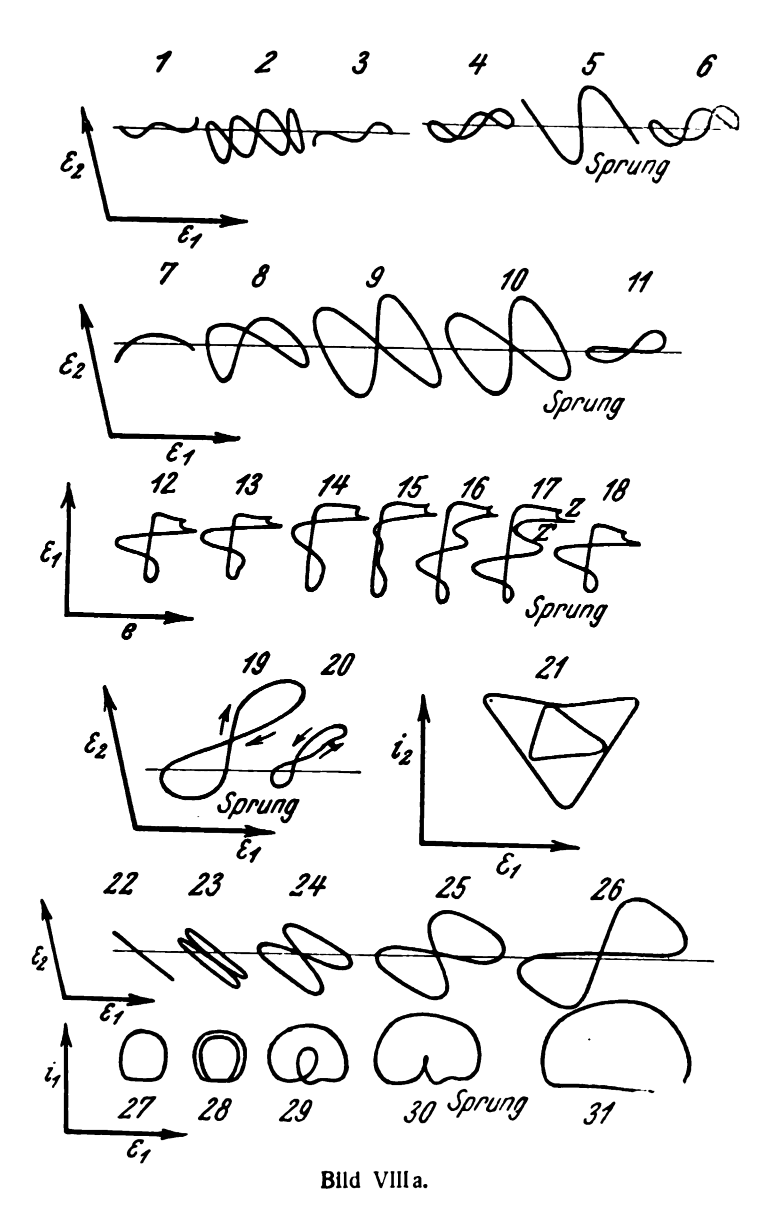


Bild VIIIa.

mehr der Fall (vgl. auch Tafel Fig. 6). Die Schwingungen E_1 und E_2 aus Fig. 24, Bild VIIIa, sind in Fig. D, Bild VIIIb, zeitlich entwickelt worden, und man sieht beim Vergleich mit Fig. A, Bild VIIIb, daß die Phasenlage der Oberwelle die gleiche ist wie sonst links der R-Linie.

Nun haben Glage und Edler[11]) auch gebrochene Schwingungsverhältnisse wie 5 : 2 beobachtet, wobei jedoch die Abstimmung des Gitterkreises eine Rolle zu spielen schien. Auf der Tafel Fig. 12 sieht man eine beim Lichtbogen vor der Grundwellenresonanz erhaltene Figur mit dem Koppelwellenverhältnis 3 : 2. Es konnten aber auch kompliziertere Mehrfachperioden beobachtet werden. Als

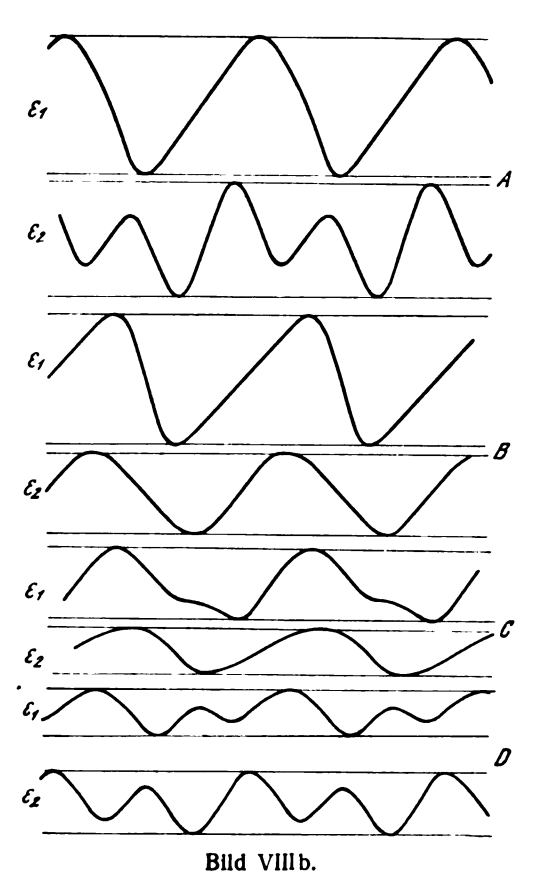


Bild VIIIb.

einfacheres Beispiel sei ein Schwingungsverhältnis 5 : 2 auf Fig. 13 der Tafel gezeigt. Hier wird abwechselnd nacheinander eine Schleife 2 : 1 und ein Haken 3 : 1 durchlaufen. In der zugehörigen Fig. 14 zeigen sich die zweite und dritte Harmonische ausgeprägt. In Fig. 16, wo das Koppelwellenverhältnis 7 : 2 war, sieht man die dritte und vierte Harmonische.

Es traten im allgemeinen immer n-fache Perioden auf, wenn die Hauptwelle λ_1 in der harmonischen Reihe die n^{te} war. Uebrigens wurden auch bei loser Kopplung Schwebungen der Grundwellen vor ihren Sprüngen bemerkt, wie Glage und Edler es auch kurz erwähnen.

E. Einfluß der Lichtbogenkapazität.

Zum Schluß sei der schon gestreifte Einfluß der Lichtbogenkapazität gezeigt. Der Bogenlampe ist natürlich immer eine kleine Kapazität parallelgeschaltet zu denken, die man evtl. durch Hinzufügen eines Kondensators künstlich vergrößern kann. Es liegen daher am Bogen eigentlich zwei Schwingungskreise, deren Eigenschwingungen in vorliegender Untersuchung sehr verschieden waren. Während der Löschzeit sind beide Kreise in Serie zu einem Kreis von sehr kurzer Eigenwelle geschaltet. An den Lichtbogencharakteristiken, von denen sich Fig. 8 der Tafel von Fig. 7 durch künstlich hinzugefügte Kapazität unterscheidet, sieht man, daß in Fig. 8 der Strom während

[11]) Arch. f. E. 10, S. 65, 1921.

der Löschzeit schon ansteigt, also eine kapazitive Komponente hat, die natürlich besonders beim Auftreten höherer Harmonischen in dem Diagramm $i_1 = f(E_1)$ sich zeigte, und eine wellenförmige Nullinie des Bogenstromes während der Löschzeit hervorrief (vgl. Fig. 31, Bild VIIIa). Der Spannungsabfall nach dem Zünden zeigt auf Fig. 8 der Tafel Oszillationen einer viel höheren Frequenz. Zum Hauptschwingungskreis liegt eben ein Kreis sehr hoher Eigenfrequenz parallel, dessen Kapazität sich nach dem Zünden in gedämpfter Schwingung entläd.

Das Verhalten zweier parallel vom Bogen erregter Kreise, die sich bei großem Frequenzunterschied wenig beeinflussen, bot eine willkommene Anwendung, den Umlaufssinn der Lissajousfiguren, was für die Analysen von großer Bedeutung war, einwandfrei festzustellen. Man brauchte nur den Strom i_H eines derartigen gedämpften Parallelkreises der fraglichen Figur kurzzeitig zu überlagern, um zu sehen, in welcher Richtung seine Schwingung abklingt. Z. B. ist in Fig. 15 der Tafel der Umlaufssinn rechts entgegen dem Uhrzeiger. Natürlich lieferte diese Methode auch ein wertvolles Hilfsmittel, um z. B. für die Lösch- und Brennperioden einen Zeitmaßstab zu erhalten, ferner um wirkliche Zündungen des Bogens von Pseudozündungen zu unterscheiden und endlich auch um die Phasenzusammenhänge einzelner aufgenommener Schwingungsgrößen zu bestimmen.

Schließlich sei noch erwähnt, daß die Zieherscheinungen auch mit dem Wolframbogen nach Leithäuser untersucht sind, wobei jedoch die Erscheinungen kaum von den hier gezeigten wesentlich abwichen.

Zusammenfassung.

Ausgehend von einer kurzen Darstellung des Schwingungsvorganges beim Lichtbogengenerator, wird die benutzte Versuchsanordnung mit ihren Hilfsmitteln beschrieben.

Dann werden zunächst die Zieherscheinungen der Grundwelle gezeigt, wobei an Hand des allgemeinen „Ziehdiagramms" die Frequenzänderungen und das Verhalten der Stromintensitäten dargestellt und durch Aufklärung der Vorgänge im Lichtbogen selbst begründet sind.

Später sind die Zieherscheinungen der Oberwellen eingehend behandelt. Nach einem Hinweis auf die von den Röhrensendern her bekannten ähnlichen Erscheinungen und Gesetzmäßigkeiten — die bezüglich der Grundwelle ganz allgemein bestätigt gefunden sind — werden die auffallenden Unterschiede, insbesondere die von der Rückwirkung des Sekundärkreises auf die Vorgänge im Lichtbogen herrührenden Intensitäts- und Phasensprünge gezeigt. Auch auf die abweichende Form der Schwingungen wird hingewiesen, die sich aus dem anderen Schaltungsprinzip des Lichtbogenschwingungskreises erklärt. Die Phasenlage der Oberwellen vor und nach der Grundwellenresonanz ergibt sich folgerichtig nach den angestellten Ueberlegungen; nur ist die typische Phasenlage im letzteren Falle — wenn überhaupt — schwer stabil zu erhalten, da der physikalisch bedingte normale Verlauf des Lichtbogenstromes gestört wird.

Endlich ist neben eigentümlichen Schwebungsvorgängen ein bei Röhrensendern noch nicht beobachteter Fall gezeigt, wo zu der kürzeren Koppelwelle die längere gewissermaßen als „Unterwelle" hinzutritt und der Einfluß der Lichtbogenkapazität gestreift.

Zum Schluß wird aus der Möglichkeit einer gemeinsamen Erregung zweier Schwingungskreise eine meßtechnische Anwendung abgeleitet, die den Umlaufssinn der Lissajous-Figuren für die Analyse festzustellen gestattet.

Es sei mir noch gestattet, Herrn Prof. H. Diesselhorst für sein lebhaftes Interesse, seine vielfache Anregung und liebenswürdige Unterstützung für das Zustandekommen dieser Arbeit, wozu auch Herr Dr. Wendt durch freundliche Mitarbeit beigetragen hat, bestens zu danken.

Braunschweig,
Physikalisches Institut der Technischen Hochschule.

(Eingegangen am 25. April 1927.)

Zur Theorie der Endverstärkung.

Von **Manfred von Ardenne,** Berlin.

1. Aufgabe und Voraussetzung.

Wenn es sich darum handelt, mit Hilfe einer Hoch-Emmissionsröhre, also einer sogenannten Lautsprecherröhre oder einer Sende-Röhre, aus einer Lautsprecher-Anordnung, die aus einem oder mehreren Lautsprechern bestehen mag, ein Maximum an Schallstärke, natürlich ohne wesentliche Verzerrungen, herauszuholen, so ergibt sich die Aufgabe, die erforderliche Spannung der Anodenbatterie und die notwendige Gitter-Gleichspannung zu ermitteln. Die Bedingung der Verzerrungsfreiheit enthält die beiden Voraussetzungen, daß die Gitter-Spannung der Röhre, das ist Gitter-Gleichspannung plus Wechsel-Spannungs-Amplitude, unter keinen Umständen in das Gebiet wesentlicher Gitter-Ströme kommt oder in das Gebiet führt, in dem die statischen Kennlinien der Röhre gekrümmt sind[1]), und andererseits, daß die Lautsprecher-Anordnung imstande ist, die ihr zugeführten Niederfrequenz-Ströme ohne Klirren oder ähnliche störende Erscheinungen und ohne Verzerrungen zu verarbeiten. Weiterhin wird hier die praktisch fast immer erfüllte Bedingung vorausgesetzt, daß die vor die Röhre geschaltete Apparatur ihr Gitter-Wechselspannungen jeder in Frage kommenden Größe aufzudrücken erlaubt.

In erster Annäherung kann die Belastung des Anodenkreises der Röhre durch die Lautsprecher-Anordnung als aus einer Selbstinduktion L und einem Wirkwiderstande R_A bestehend, angesehen werden. Der Wirkwiderstand R_A setzt sich zusammen aus dem rein Ohmschen Widerstand R_a der Spulenwicklungen in der Lautsprecheranordnung und dem Betriebs-Widerstand R_b, der seinerseits den Verlustwiderstand R_{ar} und den Nutzwiderstand R_{an}[2]) umfaßt. In den beiden an

[1]) Bis zu bestimmten Grenzen darf der Anodenstrom in der Praxis auch in die Gebiete hineinpendeln, wo die statischen Kennlinien schon merklich gekrümmt sind. Diese Grenzen sind gegeben in der Arbeit: M. v. Ardenne „Über Röhrenverzerrungen", Zeitschrift f. techn. Physik, 1927.

[2]) R_{an} ist praktisch nicht völlig konstant, sondern ändert sich bei jeder Lautsprechertype in anderer Weise, im besonderen in Abhängigkeit von dessen speziellen Resonanzlagen.



letzter Stelle genannten Wirkwiderständen kommen der Leistungsverbrauch durch die sogenannten Eisenverluste der Lautsprecher und der Leistungsverbrauch infolge der Bewegung der schalliefernden Teile in ihnen zum Ausdruck.

2. Der Anodenstrom.

Zur Vereinfachung der Betrachtung sei zunächst angenommen, daß mit der Röhre nur ein einzelner Lautsprecher zu betreiben sei.

Der Anodenstrom durch diesen Lautsprecher setzt sich dann in jedem Augenblick aus dem Anoden-Gleichstrom und einem Wechselstrom-Wert zusammen, also

$$i_a = I_a + \mathfrak{i}_a. \tag{1}$$

Für den Anoden-Gleichstrom kann gesetzt werden

$$I_a = S_r \cdot (E_g + D \cdot E_a') = S \cdot \frac{R_i}{R_i + R_a} \cdot (E_g + D \cdot E_a'). \tag{2}$$

Hierin bezeichnet E_g die Gitter-Gleichspannung und E_a' die Spannung der Anoden-Batterie, vermindert um eine Korrekturspannung K.

Weiterhin kann

$$\mathfrak{i}_a = \mathfrak{J}_a \cdot \sin\left[(\omega \cdot t) - \psi\right] \tag{3}$$

geschrieben werden, indem man annimmt, daß die aufgedrückte Wechselspannung am Gitter der Röhre sinusförmige Gestalt hat, was einen sinusförmigen Anoden-Wechselstrom zur Folge hat. Da nach Barkhausen die Röhre einen Wechselstrom-Generator mit der EMK oder Leerlauf-Spannung $\mathfrak{E}_g/D$ darstellt, wo $\mathfrak{E}_g$ die Amplitude der Gitter-Wechselspannung bedeutet, so muß

$$\mathfrak{J}_a = \frac{\mathfrak{E}_g/D}{\sqrt{(\omega \cdot L)^2 + (R_i + R_A)^2}} \tag{4}$$

sein; der Ausdruck im Nenner ist der Scheinwiderstand im Generatorkreise. Schließlich hat man für die Phasenverschiebung des Anodenstromes gegenüber der Gitterspannung

$$\psi = \operatorname{arc\,tg}\left[\frac{\omega L}{R_i + R_A}\right]. \tag{5}$$

Im ganzen bekommt man daher

$$\left.\begin{aligned} i_a &= S \cdot \frac{R_i}{R_i + R_a} \cdot (E_g + D \cdot E_a') \\ &+ \frac{\mathfrak{E}_g/D}{\sqrt{(\omega L)^2 + (R_i + R_A)^2}} \cdot \sin\left[(\omega t) - \operatorname{arc\,tg}\left(\frac{\omega L}{R_i + R_A}\right)\right] \end{aligned}\right\} \tag{6}$$

3. Die Arbeits-Kennkurve.

Mit Hilfe von

$$e_g = E_g + \mathfrak{E}_g \cdot \sin(\omega t) \tag{7}$$

oder

$$\sin(\omega t) = \frac{e_g - E_g}{\mathfrak{E}_g} \tag{8}$$

kann nun aus Gleichung 6 wie folgt die Beziehung zwischen i_a und e_g erhalten werden. Zur Vereinfachung sei an Stelle von $\omega \cdot t$ der Buchstabe α geschrieben. Es ist

$$\sin(\alpha - \psi) = \sin\alpha \cdot \cos\psi - \sqrt{1 - \sin^2\alpha} \cdot \sin\psi \tag{9}$$

$$= \cos\psi \cdot \frac{e_g - E_g}{\mathfrak{E}_g} - \sin\psi \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{e_g - E_g}{\mathfrak{E}_g}\right)^2} \tag{10}$$

$$= \frac{R_i + R_A}{\sqrt{(\omega L)^2 + (R_i + R_A)^2}} \cdot \frac{e_g - E_g}{\mathfrak{E}_g} - \frac{\omega L}{\sqrt{(\omega L)^2 + (R_i + R_A)^2}} \cdot \frac{\sqrt{\mathfrak{E}_g^2 - (e_g - E_g)^2}}{\mathfrak{E}_g}. \tag{11}$$

Hiermit bekommt man

$$i_a = S_r \cdot (E_g + D \cdot E_a') + \frac{1}{D \cdot [(\omega L)^2 + (R_i + R_A)^2]} \cdot \left[(R_i + R_A) \cdot (e_g - E_g) - \omega L \cdot \sqrt{\mathfrak{E}_g^2 - (e_g - E_g)^2}\right] \tag{12}$$

eine Gleichung, die auch in der Gestalt

$$y = A \cdot \left[a \cdot x - b \cdot \sqrt{\mathfrak{E}_g^2 - x^2}\right] \tag{13}$$

geschrieben werden kann, wenn man

$$\frac{1}{D \cdot [(\omega L)^2 + (R_i + R_A)^2]} = A, \tag{14}$$

$R_i + R_A = a, \quad \omega L = b,$

$e_g - E_g = x, \quad i_a - I_a = y$ setzt.

Da sich Gleichung (13) weiterhin in die Form der Mittelpunkts-Gleichung einer Ellipse

$$a_{11} \cdot x^2 + 2 \cdot a_{12} \cdot x\, y + a_{22} \cdot y^2 = k \tag{15}$$

mit $a_{11} = A^2 \cdot (a^2 + b^2) = \dfrac{1}{D^2 \cdot [(\omega L)^2 + (R_i + R_A)^2]}$,

$$a_{12} = -A \cdot a = \frac{-(R_i + R_A)}{D \cdot [(\omega L)^2 + (R_i + R_A)^2]}, \tag{16}$$

$a_{22} = 1$,

und $k = A^2 \cdot b^2 \cdot \mathfrak{E}_g^2 = \dfrac{\mathfrak{E}_g^2 \cdot (\omega L)^2}{D^2 \cdot [(\omega L)^2 + (R_i + R_A)^2]^2}$

bringen läßt, so erkennt man, daß die Arbeits-Kennlinie der Röhre bei induktiver und Ohmscher Belastung ihres Anodenkreises hier nicht eine Gerade, sondern gemäß Gleichung (12) eine Ellipse ist, deren Achsen gegenüber den Koordinaten-Achsen (e_g und i_a) geneigt sind.

4. Das die Arbeits-Kennkurven einschließende Rechteck.

Aus dieser Erkenntnis ergeben sich nun, wie nachstehend gezeigt werden wird, dadurch, daß man sie mit den oben angegebenen Voraussetzungen und Bedingungen der vorliegenden Aufgabe in Zusammenhang bringt, die gewünschten Ausdrücke für die erforderliche Anoden-Batteriespannung und Gitter-Gleichspannung.

Die die Arbeitsweise der Röhre kennzeichnende Ellipse kann man sich von einem Rechteck umschlossen denken, dessen zu den Koordinaten-Achsen parallele Seiten die Ellipse berühren. Wenn bei dem Lautsprecher-Betrieb die Gebiete wesentlicher Gitterströme und die Gebiete, in denen die statischen Kennlinien gekrümmt sind, vermieden werden sollen, so dürfen offenbar auch weder die Ellipse noch das sie umschließende Rechteck in diese Gebiete hineinragen.



Beginnt also das Gebiet, in dem wesentliche Gitterströme auftreten, bei der Geraden $e_g = E_G$ senkrecht zur e_g - Koordinaten - Achse, so muß die eine Seite des die Ellipse umschließenden Rechtecks mit dieser Geraden zusammenfallen oder, wenn man will, noch stärker negativen Gitterspannungen entsprechen. Die zu ihr parallele Rechteckseite hat offenbar von ihr den Abstand $2 \cdot \mathfrak{E}_g$. Reicht andererseits das Gebiet, in dem die statischen Kennlinien der Röhre gerade sind, von I_{a_1} bis zu I_{a_2} herab, so ist dadurch die erforderliche Lage und der Abstand der beiden anderen einander parallelen Rechteckseiten bestimmt.

5. Die Diagonale des Rechtecks.

Da die Längen der Rechteckseiten hiernach

$$e_{g_{max}} - e_{g_{min}} = 2\,\mathfrak{E}_g \quad \text{und} \tag{17}$$

$$I_{a_1} - I_{a_2} = i_{a_{max}} - i_{a_{min}} = \frac{2 \cdot \mathfrak{E}_g / D}{\sqrt{(\omega L)^2 + (R_i + R_A)^2}} \tag{18}$$

betragen, so hat die Diagonale des Rechtecks durch den Punkt E_G, I_{a_1} gegenüber der e_g - Koordinaten - Achse die Neigung

$$|\mathfrak{S}_r| = \frac{1/D}{\sqrt{(\omega L)^2 + (R_i + R_A)^2}}$$

$$= S \cdot \frac{R_i}{\sqrt{(\omega L)^2 + (R_i + R_A)^2}} = \frac{\mathfrak{J}_a}{\mathfrak{E}_g}\,; \tag{19}$$

Diese Neigung ist hier als S t e i l h e i t geschrieben, weil man die Rechtecks - Diagonale vorteilhafterweise an Stelle der Ellipse als Arbeits-Kennlinie der Röhre bei induktiver und Ohmscher Belastung im Anodenkreise ansehen kann, was noch gezeigt werden wird. Der Mittelpunkt der Ellipse und folglich auch des Rechtecks hat die Koordinaten E_g und $I_a = \frac{I_{a_1} + I_{a_2}}{2}$; demnach muß dieser Punkt auch der Diagonale angehören, deren Gleichung also

$$i_a - I_a = |\mathfrak{S}_r| \cdot (e_g - E_g) \tag{20}$$

lautet.

Sie läßt sich mit Hilfe von Gleichung (2) umformen in

$$i_a - I_a = |\mathfrak{S}_r| \cdot \left(e_g - \frac{I_a}{S_r} + D \cdot E_a'\right). \tag{21}$$

6. Mathematische Lösung der Aufgabe.

Nun sollte der Diagonalen aber auch der Punkt mit den Koordinaten

$$e_g = E_G \quad \text{und}$$
$$i_a = i_{a_{max}} = I_a + \mathfrak{J}_a$$

angehören. Setzt man diese Werte in die Gleichung (21) der Diagonalen ein, so ergibt sich nach einigen Umformungen

$$E_a' = I_a \cdot (R_i + R_a) + \mathfrak{J}_a \cdot \sqrt{(\omega L)^2 + (R_i + R_A)^2} - \frac{E_G}{D}, \tag{22}$$

also

$$E_a = K + I_a \cdot (R_i + R_a) + I_a \cdot \sqrt{(\omega L)^2 + (R_i + R_A)^2} - \frac{E_g}{D}. \tag{22a}$$

Werden die Werte E_G, $I_a = \frac{I_{a_1} + I_{a_2}}{2}$ und $\mathfrak{J}_a$ sowie D, R_i und K der Schar der statischen Kennlinien der Röhre entnommen, sind ferner L, R_a und R_A als Daten des anzuschließenden Lautsprechers gegeben, so findet man aus der vorstehenden Gleichung die Mindestspannung der Anodenbatterie, welche erforderlich ist, damit die für die Arbeitsweise der Röhre oben angesetzten Bedingungen erfüllt werden.

Weiterhin ergibt sich aus dem gewonnenen Ausdruck für E_a' mit Hilfe von

$$E_g = \frac{I_a}{S_r} - D \cdot E_a' \tag{23}$$

für die benötigte Gitter-Gleichspannung die Formel

$$E_g = E_G - \mathfrak{J}_a \cdot D \cdot \sqrt{(\omega L)^2 + (R_i + R_A)^2}. \tag{25}$$

Die Wechsel-Spannungs-Amplitude am Gitter der Röhre darf dabei nicht größer werden als

$$\mathfrak{E}_g = \mathfrak{J}_a \cdot D \cdot \sqrt{(\omega L)^2 + (R_i + R_A)^2}. \tag{26}$$

Für ω wird man etwa den Wert $2\pi \cdot 800 = 5000$ zu setzen haben, indem zu berücksichtigen ist, daß für höhere Frequenzen sowohl bei der Musik- wie bei der Sprach-Wiedergabe, die Gitter-Spannungs-Amplitude entsprechend kleiner zu sein pflegt. Je höher die Frequenz, desto mehr nimmt die Steilheit der Diagonalen des die Arbeits - Ellipse umschließenden Rechtecks ab; dementsprechend gehören bei hohen Frequenzen zu kleineren Wechsel-Spannungs-Amplituden am Gitter erst recht kleinere Wechselströme im Anodenkreise. Sind also, wie oben gesagt, die Wechsel-Spannungs - Amplituden am Gitter in der Praxis für eine Frequenz 800 am größten, so müssen alle praktisch vorkommenden Arbeits-Kennkurven für Frequenzen, die kleiner als 800 sind, innerhalb der Ellipse für die Frequenz 800 liegen.

Dagegen ist für ω bei der Ausrechnung von E_g ein der kleinsten vorkommenden Frequenz entsprechender Wert, etwa $\omega = 2\pi \cdot 16 = 100$ anzunehmen. Bei kleinen Frequenzen würde man sonst in das Gebiet der Kennlinien-Krümmungen kommen. Dies wird in Abschnitt 13 an Hand der graphischen Darstellungen nachgewiesen.

7. Eine Kapazität parallel zur Lautsprecher - Induktivität.

Gelegentlich wird einem Lautsprecher zur „Tonveredlung" eine Kapazität parallel geschaltet. Dann muß in den vorstehenden Rechnungen an Stelle des S c h e i n - W i d e r s t a n d e s

$$\sqrt{(\omega L)^2 + (R_i + R_A)^2}$$

der Wert

$$|\mathfrak{R}| = \sqrt{\left(\frac{\frac{R_A}{\omega^2 C^2}}{R_A^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2} + R_i\right)^2 + \left(\frac{\frac{R_A^2}{\omega C} + \frac{L}{C} \cdot \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)}{R_A^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}\right)^2} \tag{27}$$

gesetzt werden, in dem C die Kapazität parallel zu der Induktivität L mit dem Wirkwiderstand R_A bedeutet, die in Reihe liegen.

8. Einander parallel geschaltete Lautsprecher.

Besteht die Lautsprecher-Anordnung, wie ursprünglich angenommen wurde, aus mehreren annähernd gleichen Lautsprechern, und sind diese einander parallel geschaltet, so wird hierdurch die gesamte Induktivität im Anodenkreise der Röhre auf den Wert

$$L = \frac{L_1 \cdot L_2 \cdot L_3}{L_1 \cdot L_2 + L_1 \cdot L_3 + L_2 \cdot L_3} \tag{28}$$

und der gesamte Wirkwiderstand auf den Wert

$$R_A = \frac{R_{A_1} \cdot R_{A_2} \cdot R_{A_3}}{R_{A_1} \cdot R_{A_2} + R_{A_1} \cdot R_{A_3} + R_{A_2} \cdot R_{A_3}} \tag{29}$$

verringert. Dagegen addieren sich die den Induktanzen der Lautsprecher parallel liegenden Kapazitäten zu

$$C = C_1 + C_2 + C_3.$$

In den folgenden Rechnungen soll nur der Fall ohne Parallelkondensator behandelt werden.

Durch die Parallelschaltung der Lautsprecher wird in jedem Fall der Scheinwiderstand $|\mathfrak{R}|$ im Anodenkreise verkleinert, so daß dann eine kleinere Spannung E_a der Anodenbatterie und eine kleinere negative Gitter-Gleichspannung E_g genügt, aber auch nur eine kleinere Gitter-Wechselspannung $\mathfrak{E}_g$ aufgedrückt werden darf.

Gleichzeitig sinkt bei der Parallelschaltung mehrerer Lautsprecher die erzielbare Schalleistung. Sie entspricht bei einem einzelnen Lautsprecher

$$L_n = R_{an} \cdot \frac{\mathfrak{J}_a^2}{2} \tag{30}$$

während man bei zwei gleichen parallel geschalteten Lautsprechern

$$L_n' = 2 \cdot \left[R_{an} \cdot \frac{\left(\frac{\mathfrak{J}_a}{2}\right)^2}{2} \right] = \frac{1}{2} L_n \tag{31}$$

hat.

9. Hintereinander geschaltete Lautsprecher.

Bei der Hintereinanderschaltung mehrerer Lautsprecher erscheinen L und R_A etwa gemäß ihrer Anzahl vergrößert, während C in geringerem Maße abnimmt. Somit werden unter diesen Umständen eine höhere Anodenbatterie-Spannung E_a und eine größere negative Gitter-Gleichspannung E_g erforderlich; entsprechend ist auch die Amplitude der Gitter-Wechselspannung $\mathfrak{E}_g$ zu erhöhen. Die Nutzleistung entspricht hier bei zwei gleichen Lautsprechern

$$L_n'' = (2 \cdot R_{an}) \cdot \frac{\mathfrak{J}_a}{2} = 2 \cdot L_n, \tag{32}$$

ist also verdoppelt, doch nur, wenn E_a, E_g und $\mathfrak{E}_g$, wie angegeben, entsprechend erhöht werden.

10. Rechenbeispiele.

Es sei nun ein Lautsprecher mit folgenden Daten vorausgesetzt:

$$L = 2{,}35 \text{ Henry}, R_a = 2000 \text{ Ohm}, R_A = 3000 \text{ Ohm};$$

eine Kapazität von $C = 5000$ cm soll ihm parallel zu schalten sein.

Für den Betrieb dieses Lautsprechers mit einer möglichst großen Schallstärke sollen die Röhren der nachstehenden Tabelle in Berücksichtigung gezogen werden; die Werte I_a, $\mathfrak{J}_a$ und E_G der Tabelle sind den statischen Kennlinien der Röhren gemäß Fig. 1a—c entnommen.

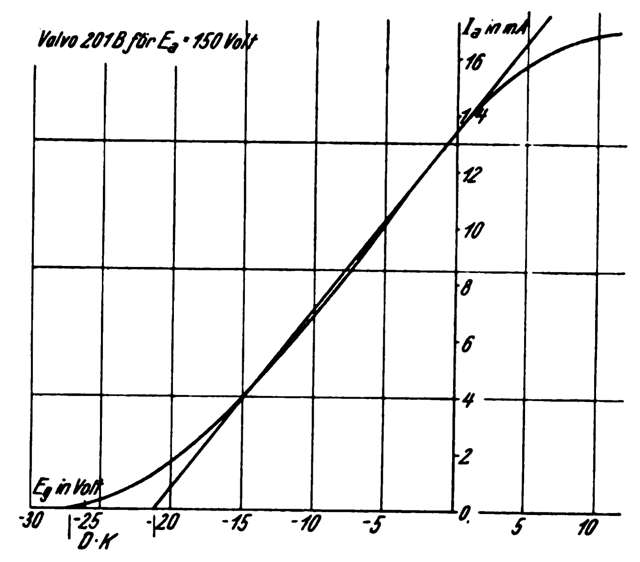


Fig. 1a.

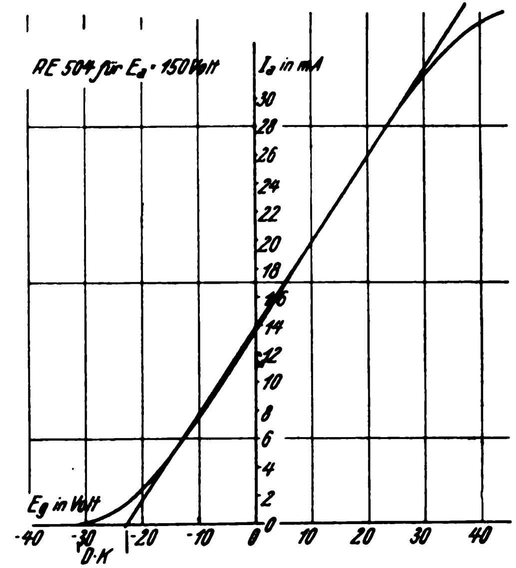


Fig. 1b.

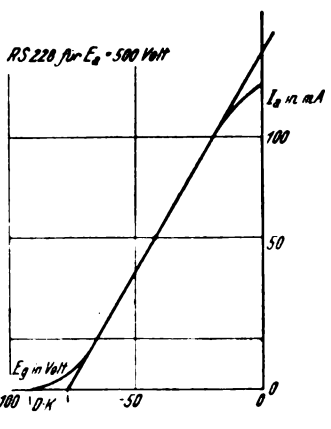


Fig. 1c.

Tabelle 1.

	E_h Volt	I_h Amp.	D %	R_i Ohm	I_a mA	$\mathfrak{J}_a$ mA	E_G Volt	K Volt
Valvo 201 *B*	3,5	0,32	18	9200	8,5	4,5	0	33,3
Telef. *RE* 504	3,5	0,5	22	7500	17,0	11,0	0	38,6
Telef. *RS* 228	7,0	1,1	18	3200	60,0	40,0	0	83,5

Mit diesen Werten erhält man

Tabelle 2.

	R_i+R_a Ohm	$\mathfrak{R}_A$ Ohm	$\mathfrak{R}$ Ohm	E_a Volt	E_g Volt	$\mathfrak{E}_g$ Volt	Vgl. in Tab. 3
Valvo 201 *B*	11200	12130	16930	205	— 13,7	9,9	Fall c)
Telef. *RE* 504	9500	12130	15760	374	— 38,2	25,4	Fall a)
Telef. *RS* 228	5200	12130	13300	927,5	— 95,8	44,7	Fall b)
$\omega =$	—	5000	5000	5000	5000	100	

(In dieser Tabelle bedeuten:

$R_i + R_a$ = Innerer Röhrenwiderstand + rein Ohmscher Widerstand des Lautsprechers,

$|\mathfrak{R}_A|$ = Scheinwiderstand des Lautsprecher-Systems = $\sqrt{(\omega L)^2 + R_A^2}$,

$|\mathfrak{R}|$ = Scheinwiderstand im gesamten Anodenkreise, einschl. Röhre = $\sqrt{(\omega L)^2 + (R_i + R_A)^2}$,

E_a = mindestens erforderliche Spannung der Anodenbatterie, mit Rücksicht auf die hohen Frequenzen, $\omega = 5000$,

E_g = mindestens erforderliche negative Gitter-Gleichspannung, mit Rücksicht auf die hohen Frequenzen, $\omega = 5000$,

$\mathfrak{E}_g$ = höchstzulässige Amplitude der Gitter-Wechselspannung, mit Rücksicht auf die niedrigen Frequenzen, $\omega = 100$.)

Weiterhin werden in Tabelle 3 die Rechnungs-Ergebnisse für folgende besonderen Fälle gegeben:

a) Lautsprecher wie oben, aber mit $C = 5000$ cm $= 0{,}55 \cdot 10^{-8}$ F Parallel-Kapazität an der Röhre *RE* 504,

b) zwei gleiche, einander parallel geschaltete Lautsprecher wie oben an der Röhre *RS* 228,

c) zwei gleiche, hintereinander geschaltete Lautsprecher wie oben an der Röhre 201 *B*.

Tabelle 3.

	R_i+R_a Ohm	$\mathfrak{R}_A$ Ohm	$\mathfrak{R}$ Ohm	E_a Volt	E_g Volt	$\mathfrak{E}_g$ Volt
Fall a)	9500	17770	21650	439	— 52,4	25,4
Fall b)	4200	6070	7525	636,5	— 54,2	33,9
Fall c)	13200	24300	28000	271	— 22,7	12,3

11. Betrieb mit mehreren einander parallel geschalteten Röhren.

Nach den obigen Ausführungen ist für den Höchstleistungsbetrieb eines bestimmten Lautsprechers mit einer bestimmten Röhre eine ganz bestimmte Mindestspannung der Anodenbatterie erforderlich. Diese Tatsache könnte zu dem Trugschluß führen, daß es zur Erzielung gleicher Schalleistungen möglich sei, eine Röhre größerer Emission durch eine Zahl parallel geschalteter Röhren mit kleiner Emission zu ersetzen und diese mit wesentlich geringerer Anodenbatterie-Spannung zu betreiben.

Macht man die Annahme, daß n gleiche, kleinere Röhren parallel geschaltet werden, von denen jede einzelne die Werte E_h', I_h', D', R_i', I_a', $\mathfrak{J}_a'$, K' haben mag, so entsprechen diese Röhren offenbar einer einzigen hypothetischen Röhre mit den Daten

$$E_h = E_h', \; I_h = n \cdot I_h', \; D = D', \; R_i = \frac{R_i'}{n},$$

$$I_a = n \cdot I_a', \; \mathfrak{J}_a = n \cdot \mathfrak{J}_a', \; K = K',$$

wobei man sich die einzelnen Elektroden-Systeme in einen gemeinsamen Glasballon eingeschlossen denken kann. Die erforderliche Anodenspannung für die n einander parallel geschalteten Röhren beträgt mithin

$$E_a = K' + n \cdot I_a' \cdot \left(\frac{R_i'}{n} + R_a\right) + n \cdot \mathfrak{J}_a' \cdot \sqrt{(\omega L)^2 + \left(\frac{R_i'}{n} + R_A\right)^2}. \quad (33)$$

Bei vier derart angeordneten Telefunken-Röhren *RE* 504 bekäme man beispielsweise für $E = 2{,}35$ Henry, $R_a = 2000$ Ohm und $R_A = 3000$ Ohm

$$E_a = 38{,}6 + 4 \cdot 0{,}017 \cdot \left(\frac{7500}{4} + 2000\right) + 4 \cdot 0{,}011 \cdot \sqrt{(5000 \cdot 2{,}35)^2 + \left(\frac{7500}{4} + 3000\right)^2}$$

= 861 Volt als erforderliche Anodenbatterie-Spannung. Die Leistung dieser vier Röhren beträgt $I_a = 4 \cdot 17 = 68$ mA und $\mathfrak{J}_a = 4 \cdot 11 = 44$ mA bei $4 \cdot 3{,}5 \cdot 0{,}5 = 7$ Watt Heizstrom-Verbrauch.

Ungefähr dieselbe Leistung, nämlich $I_a = 60$ mA und $\mathfrak{J}_a = 40$ mA erhält man mit einer Röhre *RS* 228 bei auch ungefähr demselben Heizstrom-Verbrauch von $7{,}0 \cdot 1{,}1 = 7{,}7$ Watt; diese Röhre erfordert laut Tabelle 2 eine Mindestspannung der Anodenbatterie $E_a = 927{,}5$ Volt.

12. Die Abhängigkeit des Stromes und der Nutzleistung im Anodenkreise von dem inneren Widerstand der Röhre und von der Frequenz.

Nimmt man die Belastung des Anodenkreises, also die Werte L, R_a und R_A der Lautsprecheranordnung, als gegeben und unveränderlich an, so ist der Strom im Anodenkreise unter der Voraussetzung einer bestimmten Gitter-Wechselspannung-Amplitude $\mathfrak{E}_g$ außer vom Durchgriff der Röhre, der als ungefähr konstant angesehen werden kann, hauptsächlich von dem inneren Widerstand R_i der Röhre und von der Kreisfrequenz ω abhängig. Nach Gleichung (19), in der $\mathfrak{S}_r$ die Bedeutung einer dynamischen Steilheit zukommt, ist

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{J}_a = \mathfrak{E}_g \cdot \mathfrak{S}_r &= \frac{\mathfrak{E}_g}{D \cdot |\mathfrak{R}|} \\ &= \frac{\mathfrak{E}_g}{D \cdot \sqrt{(\omega L)^2 + (R_i + R_A)^2}} \\ &= \mathfrak{E}_g \cdot S \cdot \frac{R_i}{R_i + R_A} \cdot \cos\psi. \end{aligned}\right\} \quad (34)$$

Hiermit wird

$$\left.\begin{aligned} L_n &= \tfrac{1}{2} R_{an} \cdot \mathfrak{J}_a^2 \\ &= \tfrac{1}{2} R_{an} \cdot \mathfrak{E}_g^2 \cdot \left[S^2 \cdot \left(\frac{R_i}{R_i + R_A}\right)^2 \cdot \cos^2\psi\right] \\ &= \tfrac{1}{2} R_{an} \cdot \mathfrak{E}_g^2 \cdot \frac{1/D^2}{(\omega L)^2 + (R_i + R_A)^2} \end{aligned}\right\} \quad (35)$$

Diese Abhängigkeit der Leistung des Lautsprechers vom inneren Widerstand der gewählten Röhre und andererseits von der Frequenz ist in Fig. 5 durch eine Zahl Kurven für die in der Gleichung angegebenen Werte dargestellt.

Bei der Betrachtung dieser Kurven ist wohl zu beachten, daß sie sich auf diejenige vom Lautsprecher aufgenommene elektrische Leistung beziehen, die der Lautsprecher in Vibrationen seines schallgebenden Teiles umsetzt, aber nicht auf die vom Lautsprecher bei den einzelnen Frequenzen hervorgebrachten Schalldruckamplituden. Die Laut-

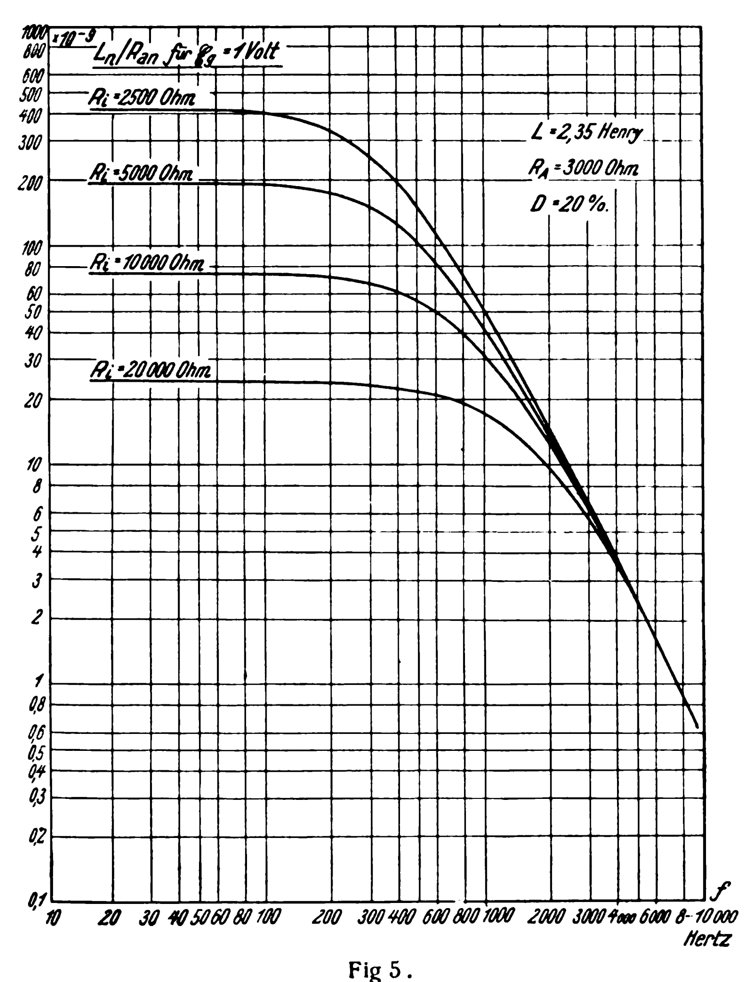


Fig 5.

stärken nehmen vielmehr bei gleicher mechanischer Leistung des schallgebenden Teiles etwa im Quadrat der Tonfrequenz zu. Dieses, bei Vernachlässigung der Verluste, annähernd quadratische Gesetz entspricht etwa der umgekehrten Neigung, wie sie die gezeichneten Kurven bei den hohen Frequenzen aufweisen, daher erhält man bei ihnen etwa gleichbleibende Schallstärken. Bei den tieferen Frequenzen ist die Sachlage etwas verwickelter und soll daher an dieser Stelle nicht diskutiert werden.

13. Beitrag zum Entwurf von Röhren für Endverstärkungs-Zwecke.

Bei dem Entwurf einer zur Endverstärkung geeigneten Röhre wird man etwa von der Forderung ausgehen können, daß bei einer bestimmten Spannung E_a der Anodenbatterie eine bestimmte Amplitude $\mathfrak{J}_a$ des Wechselstromes durch den Lautsprecher im Anodenkreise erreicht werden soll. Nach Gleichung (22) war

$$E_a - K = I_a \cdot (R_i + R_a) + \mathfrak{J}_a \cdot \sqrt{(\omega L)^2 + (R_i + R_A)^2}.$$

In dieser Gleichung ist immer mit hinreichender Genauigkeit für Überschlagsrechnungen (vgl. Tabelle 1)

$$K = 0{,}1 \cdot E_a;$$

weiterhin kann man

$$I_a = M \cdot \mathfrak{J}_a$$

schreiben und für M bei Senderöhren den Wert 1,5, bei kleineren Röhren etwa den Wert 2 setzen.

Man bekommt auf diese Weise

$$\frac{E_a}{\mathfrak{J}_a} = \frac{M}{0{,}9} \cdot (R_i + R_a) + \frac{1}{0{,}9} \cdot \sqrt{(\omega L)^2 + (R_i + R_A)^2}. \quad (36)$$

Ist nun, wie oben angegeben, $E_a/\mathfrak{J}_a$ festgelegt, wählt man ferner einen passenden Wert für M zwischen 1,5 und 2, und nimmt man schließlich für L, R_a und R_A mittlere Zahlen an, die einem guten käuflichen Lautsprecher entsprechen mögen, so findet man aus der vorstehenden Gleichung den geeigneten Wert von R_i. Diesen (Höchst-) Wert von R muß die Röhre besitzen, wenn man bei der gegebenen Spannung E_a der Anoden-Batterie die durch $\mathfrak{J}_a$ gegebene Leistung tatsächlich erreichen will, ohne in das Gebiet zu kommen, in dem wesentliche Gitterströme auftreten, oder in das Gebiet, in dem die statischen Kennlinien der Röhre gekrümmt sind. Wie man sieht, muß R_i um so kleiner sein, mit je geringerer Anodenbatterie-Spannung man auskommen will und je mehr Leistung von der Röhre verlangt wird.

Wenn man in Gleichung (36) R_i durch $1/S \cdot D$ ersetzt, also

$$\frac{E_a}{\mathfrak{J}_a} = \frac{M}{0{,}9} \cdot \left(\frac{1}{S \cdot D} + R_a\right) + \frac{1}{0{,}9} \cdot \sqrt{(\omega L)^2 + \left(\frac{1}{S \cdot D} + R_a\right)^2} \quad (37)$$

schreibt, so erlaubt diese Gleichung zu erkennen, wie der Durchgriff einer vorliegenden Röhre unter Beibehaltung der Steilheit geändert werden muß, wenn die Röhre den Anforderungen bezüglich E_a und $\mathfrak{J}_a$ nicht genügt, was sich z. B. darin zeigen kann, daß bei der größten zugelassenen Spannung der Anodenbatterie die zugehörige statische Kennlinie noch so liegt, daß ein Teil ihres geraden Abschnittes in das Gebiet positiver Gitterspannungen fällt. Einen kleinen Wert von $E_a/\mathfrak{J}_a$ das heißt eine hohe spezifische Leistung der Röhre, bekommt man mit einem großen Wert des Durchgriffs, der bis zu 40% betragen mag.

Hierbei darf andrerseits die Tatsache nicht übersehen werden, daß die Erhöhung des Durchgriffs die Verstärkung der Röhre herabsetzt und bei gleicher Anodenstrom-Leistung zu entsprechend höheren Gitter-Wechselspannungen zwingt. Es war ja

$$L_n = {}^1/_2\, R_{an} \cdot \left(\frac{\mathfrak{E}_g}{D}\right)^2 \cdot \frac{1}{(\omega L)^2 + (R_i + R_A)^2} \quad (38)$$

Hiernach muß $\mathfrak{E}_g$ proportional D geändert werden, wenn die Leistung unverändert bleiben soll.

14. Erläuterung des Problems in graphischen Darstellungen.

In den Fig. 2 bis 4 sind die den Tabellen 1 und 2 entsprechenden praktischen Fälle graphisch dargestellt. Es



dürfte genügen, eine dieser Zeichnungen bezüglich ihrer Entstehung und Bedeutung zu erläutern, weil die Zeichnungen, abgesehen von den Maßen und Maß-Stäben, in ihrem Wesen einander völlig entsprechen.

In Fig. 3, die für die Röhre *RE* 504 gilt, wurde zunächst durch den Punkt $(E_g - \mathfrak{E}_g) = 0$ Volt und $(I_a + \mathfrak{J}_a) = 28\ mA$ die Diagonale des Rechtecks gezeichnet, das die ellipsenförmige Kennkurve einschließen soll, und zwar auf Grund

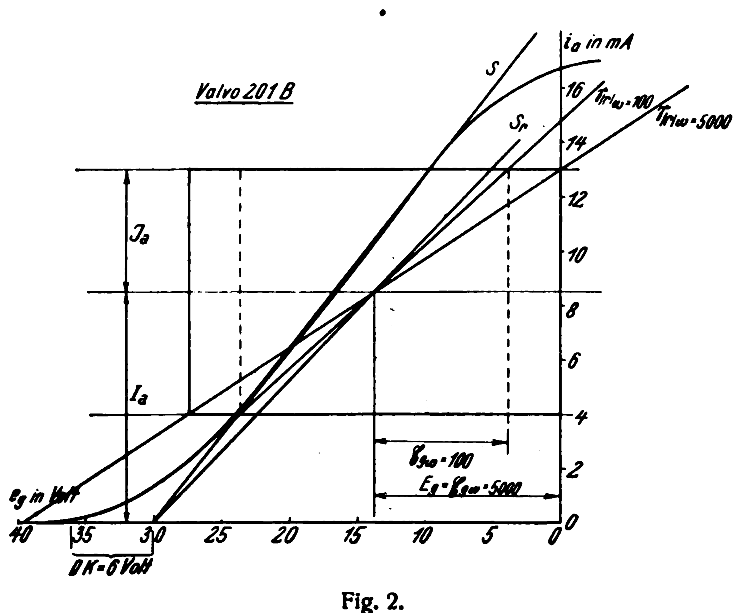


Fig. 2.

einer Berechnung von $|\mathfrak{S}_r|_{\omega=5000}$ aus Gleichung (19). Der Schnittpunkt der Diagonalen mit der Geraden $I_a = 17\ mA$ liefert in der Länge $E_g = \mathfrak{E}_{g\ \omega=5000}$ die erforderliche Gleichspannung des Gitters, die hier $-38{,}2$ Volt betragen muß. Hierauf ließen sich aus $(I_a - \mathfrak{J}_a) = 6\ mA$

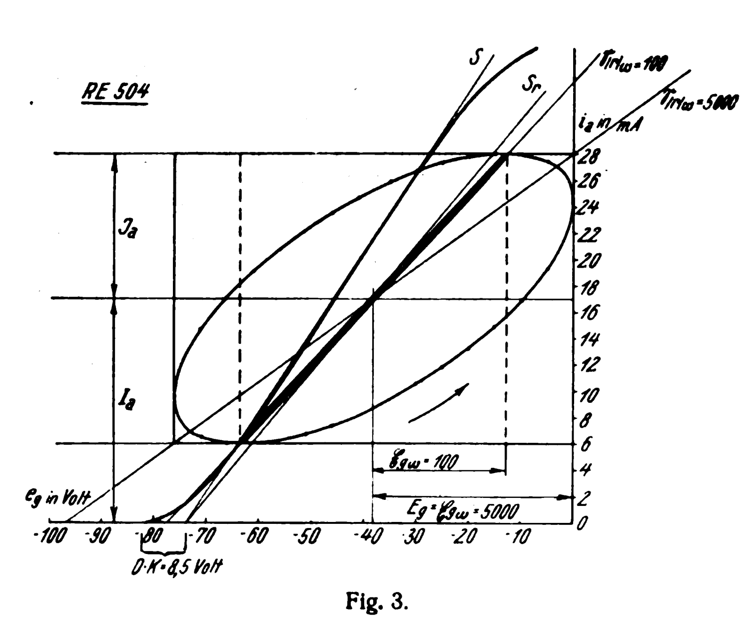


Fig. 3.

und dem bekannten gegenüberliegenden Eckpunkt das Rechteck und mit Hilfe von Gleichung (13) und (14) die ihm eingeschriebene Arbeits-Ellipse für $\omega = 5000$ zeichnen. Der Umlaufsinn der Ellipse ist angegeben; er entspricht voreilender Spannung und würde bei kapazitiver Anodenbelastung der umgekehrte sein.

Darauf wurde durch den Punkt E_g, I_a eine zweite Diagonale mit der Neigung $|\mathfrak{S}_r|_{\omega=100}$ gezogen; aus ihr ergab sich das durch gestrichelte Linien begrenzte kleinere Rechteck, das den Wert $\mathfrak{E}_{g\ \omega=100} = 25{,}4$ Volt bestimmt und in das eine kürzere und ganz schmale Ellipse eingezeichnet ist, die man für $\omega = 100$ erhält. An dieser schmalen Ellipse erkennt man deutlich: würde man dem Gitter der Röhre bei einer Frequenz entsprechend $\omega = 100$ eine höhere Spannung als $\mathfrak{E}_{g\omega=100}$ zuführen, so müßte das eine Verlängerung der schmalen Ellipse nach oben und unten zur Folge haben; damit würden $(I_a + \mathfrak{J}_a)$ überschreitende bzw. $(I_a - \mathfrak{J}_a)$ unterschreitende Anodenströme auftreten, die also in den Gebieten liegen, in denen die statischen Kennlinien der Röhre gekrümmt sind, was nach den gemachten Voraussetzungen vermieden werden sollte. Daraus, daß die Röhre bei kleinen Frequenzen mit kleiner Gitter-Spannung bereits ebenso bis zur Grenze $(I_a + \mathfrak{J}_a)$ ausgesteuert wird wie bei großen Frequenzen mit großen Gitterspannungen, ergibt sich die Frequenzabhängigkeit des Anodenstromes und der Leistung im Anodenkreise.

Schließlich ist durch den Punkt E_g, I_a noch eine dritte Gerade, diese mit der Neigung S_r, gezogen und durch

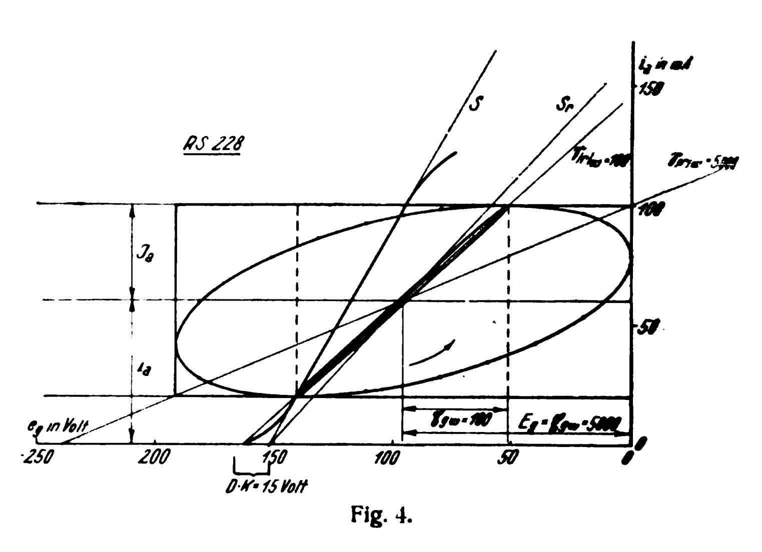


Fig. 4.

ihren Schnittpunkt mit der Abscissenachse eine vierte Gerade mit der Neigung S. Mit dieser vierten Geraden zusammenfallend ist eine statische Kennlinie der Röhre in die Zeichnung eingetragen. An ihr findet man $D \cdot K = 8{,}5$ Volt. Denkt man sich im übrigen die für eine Anodenbatterie-Spannung von 150 Volt gezeichnete Kennlinie der Röhre in Fig. 1 in die Fig. 3 eingetragen, so muß in dieser Zeichnung der Abstand der dort bereits gezeichneten von der übertragenen Kennlinie parallel zur Abscissenachse in Volt gemessen $D \cdot (E_a - 150)$ sein, woraus sich für die mindestens notwendige Spannung der Anodenbatterie $E_a = 374$ Volt ergibt.

Zusammenfassung.

1. Beim Höchstleistungsbetrieb von (induktiven) Lautsprechern mit Hochemissions-Röhren ergibt sich die Aufgabe, die für verzerrungsfreie Wiedergabe erforderliche Spannung der Anodenbatterie und des Gitters der Röhre zu ermitteln.



2. Aus der induktiven Belastung des Anodenkreises der Röhre folgt eine ellipsenförmige Arbeitskennkurve, worunter das e_g, i_a-Diagramm verstanden wird.

3. Umschließt man die Arbeits-Ellipse mit einem Rechteck, dessen Seiten den Koordinatenachsen parallel sind, so kommt der Neigung $|\mathfrak{S}_r|$, welche die Diagonale dieses Rechteckes besitzt, die Bedeutung einer dynamischen Steilheit der Röhre für die gegebene Belastung zu, denn es ist

$$|\mathfrak{S}_r| = \frac{J_a}{\mathfrak{E}_g}.$$

4. Mit Hilfe von $|\mathfrak{S}_r|$ lassen sich, von den Bedingungen der Verzerrungsfreiheit ausgehend, die für Höchstbelastungsbetrieb die Lage der Rechteckdiagonalen und ferner den von ihr in Betracht kommenden Teil bestimmen, nachstehende Gleichungen für die erforderliche Mindestspannung der Anodenbatterie und die nötige negative Vorspannung des Gitters finden.

$$E_a = K + I_a \cdot (R_i + R_a) + \mathfrak{J}_a \cdot \sqrt{(\omega L)^2 + (R_i + R_A)^2} - \frac{E_G}{D}$$

$$E_g = E_G - \mathfrak{J}_a \cdot D \cdot \sqrt{(\omega L)^2 + (R_i + R_A)^2}$$

5. Es wird gezeigt, welche Verhältnisse sich ergeben, wenn mehrere Lautsprecher einander parallel oder hintereinander geschaltet werden oder wenn mehrere parallel geschaltete Röhren zum Betrieb des Lautsprechers benutzt werden.

6. Es werden rechnerische und graphische Lösungen der Aufgabe an Beispielen vorgelegt, insbesondere auch Kurven, welche die Abhängigkeit der Nutzleistung des Lautsprechers von dem inneren Widerstand der verwendeten Röhre und von der Frequenz erkennen lassen.

(Eingegangen am 16. April 1927.)

Apparate für Verstärkungs-Messungen an Mehrfachröhren oder anderen in Kaskade geschalteten Röhren-Anordnungen.

Von **Fritz Gabriel**, Berlin-Friedenau.

(Schluß.)*)

4. Schaltung und Bauweise des Eingangs-Gerätes.

Die Schaltung des Eingangs-Gerätes zeigt Fig. 1, seine Frontplatte Fig. 2 und seinen inneren Aufbau die Fig. 3 und 5. Es seien nachstehend die Bezeichnungen auf der Frontplatte erklärt, die mit denen auf dem Schaltbild übereinstimmen.

Fig. 1.
Schaltplan des Dosierungs-Apparates

Z = Klemmen zur Zuführung der zur Messung zu verwendenden Stromart, beispielsweise von modulierter Hochfrequenz, was etwa durch induktive Kopplung einer an diese Klemmen angeschlossenen Spule mit einem entsprechenden Laboratoriums-Generator geschehen kann.

J = Klemmen, die gewöhnlich durch einen starken Kupferdraht verbunden sind; sie dienen sonst in den Fällen, in denen das Thermoelement nicht empfindlich genug ist, zum Anschluß eines für die Messung sehr kleiner Wechselströme geeigneten Instrumentes.

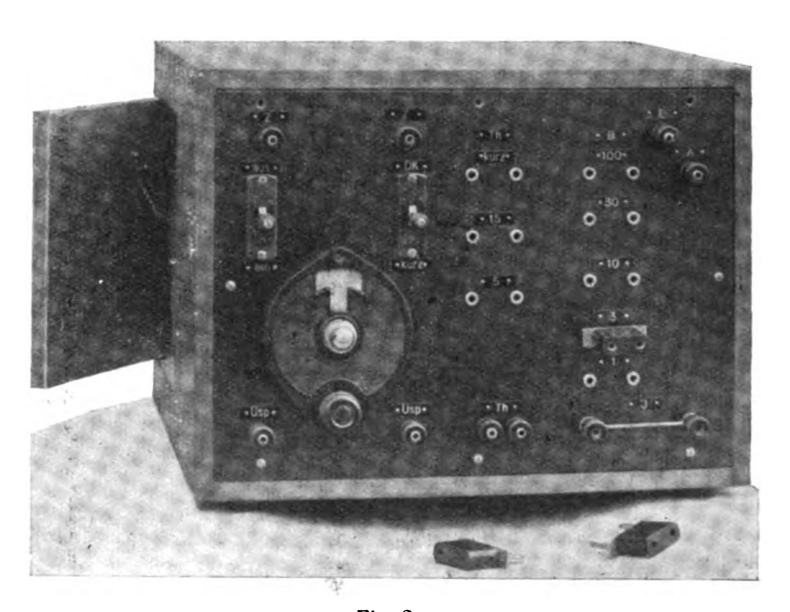


Fig. 2.
Vorderansicht des Dosierungs-Apparates.

Th = Klemmen zum Anschluß eines Galvanometers oder Spiegelgalvanometers für die Messung der Spannung des Thermoelementes; da dieses mit kommutiertem Gleichstrom geeicht werden kann, der dann am einfachsten bei den Steckbuchsen „kurz" zugeführt wird, ergibt sich aus seiner Thermo-

*) 1. Teil ds. Jahrbuch 30, S. 95, 1927.

spannung die effektive Wechselstrom-Stärke im Stromkreise des Gerätes. (Das Thermoelement, Fabrikat Siemens, wurde so umgeändert, daß es nun auch für Hochfrequenz-Messungen brauchbar war.)

ÜSp = Klemmen, die mit einer austauschbaren Spule des Gerätes in Verbindung stehen und an einen durch Quarz-Oscillatoren zu steuernden oder mit Quarz-Resonatoren zu kontrollierenden kleinen Hochfrequenz-Generator angeschlossen werden können. Die erwähnte Spule ist mit einer anderen gekoppelt, die im Schwingungskreise des Gerätes liegt und zum Zweck seiner Abstimmbarkeit für Hochfrequenz ebenfalls austauschbar ist. Man kann auf diese Weise bei Hochfrequenz-Messungen Interferenzen von Tonfrequenz hervorrufen, die dann hinter der zu prüfenden Mehrfachröhre oder dem zu untersuchenden Kaskaden-Verstärker abhörbar sind und die Wellenlänge der Hochfrequenz im Gerät auf die bekannte des Hilfssenders abzugleichen bzw. festzustellen gestatten.

DK = Drehkondensator zur Abstimmung des Stromkreises im Gerät bei Hochfrequenz-Messungen.

DK, kurz = Schalter zum Kurzschließen des Drehkondensators für Niederfrequenz-Messungen.

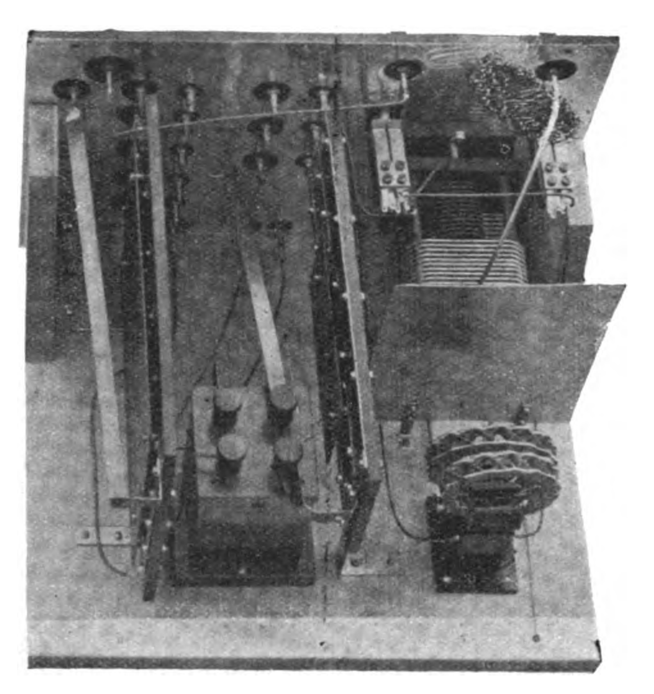


Fig. 3.
Innenansicht des Dosierungs-Apparates.

aus, ein = Schalter zur Unterbrechung des Stromkreises im Gerät.

Th, kurz, 15, 5 = Steckbuchsen, zu denen ein Doppelstrecker gehört, der sie paarweise zu verbinden gestattet; dadurch wird der Heizdraht des Thermoelementes, der etwa 50 Ohm Widerstand besitzt, kurzgeschlossen, oder es werden ihm zur Verringerung der Empfindlichkeit des Thermoelementes 15 bzw. 5 Ohm parallel geschaltet.

B, 100, 30, 10, 3, 1 = Steckbuchsen, zu denen ein besonderer Doppelstecker gehört, der sie paarweise zu verbinden und damit einen Widerstand der angegebenen Größe in den Stromkreis des Gerätes zu schalten gestattet. Dieser Doppelstecker enthält seinerseits Steckbuchsen. In eine von ihnen kann der Bananenstecker einer Leitung eingestöpselt werden, deren freies Ende an das Gitter des ersten Systems der Mehrfachröhre oder des Kaskaden-Verstärkers bzw. an den Kopplungskondensator vor diesem Gitter anzuschließen ist.

A = Klemme für eine Leitung, die zum Vorspannungsanschluß für das Gitter des ersten Systems bzw. zum negativen Kathodenfaden-Ende des ersten Systems führt. Der Vorspannungsanschluß ist, wenn ein solcher vorliegt, durch eine genügend hohe Kapazität mit dem negativen Kathodenfaden-Ende zu verbinden.

E = Klemme zum Erden eines Punktes des Stromkreises im Gerät; an sie sind auch die Bleche angeschlossen, mit denen das Innere des Gerätekastens ausgeschlagen und die Frontplatte hinterlegt sind.

Die Fig. 4 und 5 zeigen die eigenartige Anordnung der aus dünnen Konstanten-Drähten gebildeten Ohmschen Widerstände im Dosierungs-Apparat. Sie sind an Kupfer-Bänder angelötet, die auf eine Pertinaxplatte geschraubt wurden. Zum Schutz dienen Glimmer-Scheiben und über ihnen eine zweite schwächere Pertinaxplatte. Durch diese

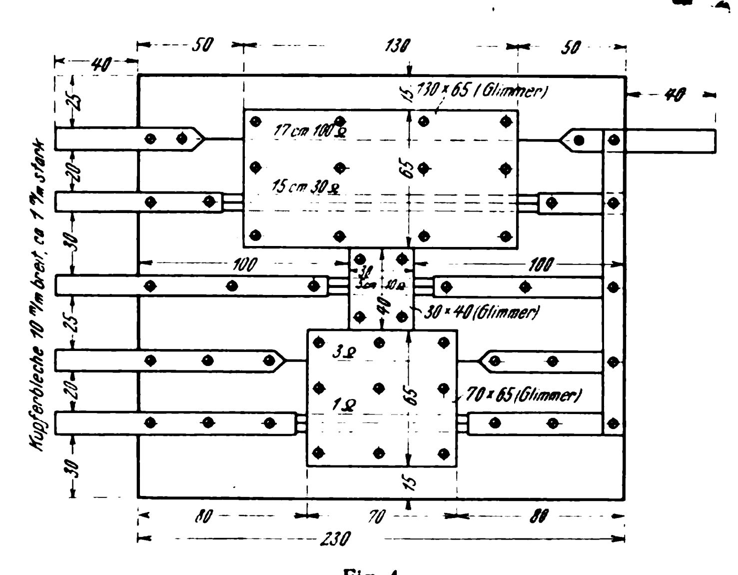


Fig. 4.
Anordnung der Mess-Widerstände im Dosierungs-Apparat.

Anordnung soll erreicht werden, daß der Wechselstrom-Widerstand zwischen der Anschluß-Klemme *A* und einem der Buchsen-Paare *B* stets unabhängig von der Frequenz

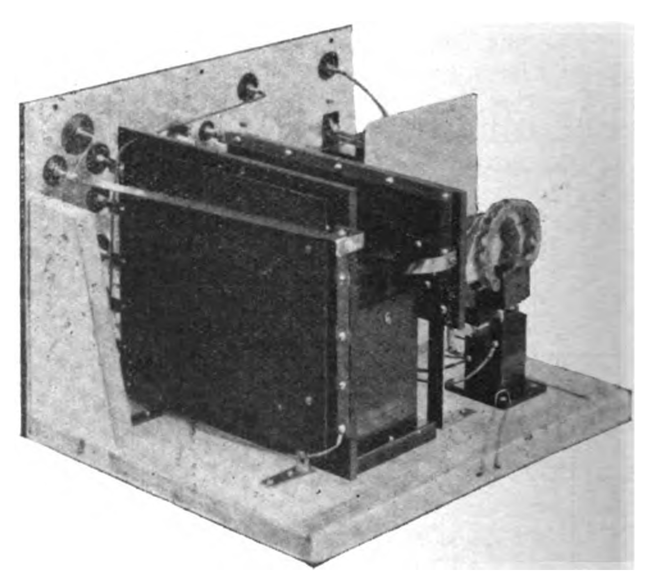


Fig. 5.
Ansicht der Mess-Widerstände im Dosierungs-Apparat.

des Wechselstromes und möglichst gleich dem Gleichstrom-Widerstand der jeweils eingeschalteten Widerstands-Drähte ist. Es mußte zwischen *A* und *B* jeder zusätzliche Widerstand durch Selbstinduktions-Wirkungen oder Skin-Effekt ebenso vermieden werden wie eine Widerstands-Verringerung durch kapazitive Nebenschlüsse.

Die beiden Spulen im Eingangs-Gerät sind durch eine seitliche Tür des Kastens jeder Zeit bequem austauschbar. Zwischen den Spulen und dem Drehkondensator ist ein Blech-Schirm angeordnet.

5. Schaltung und Bauweise des Ausgangs-Gerätes.

Das Ausgangs-Gerät zeigen die Figuren 6 bis 8. Es enthält, wie schon das Schaltschema Fig. 6 erkennen läßt,

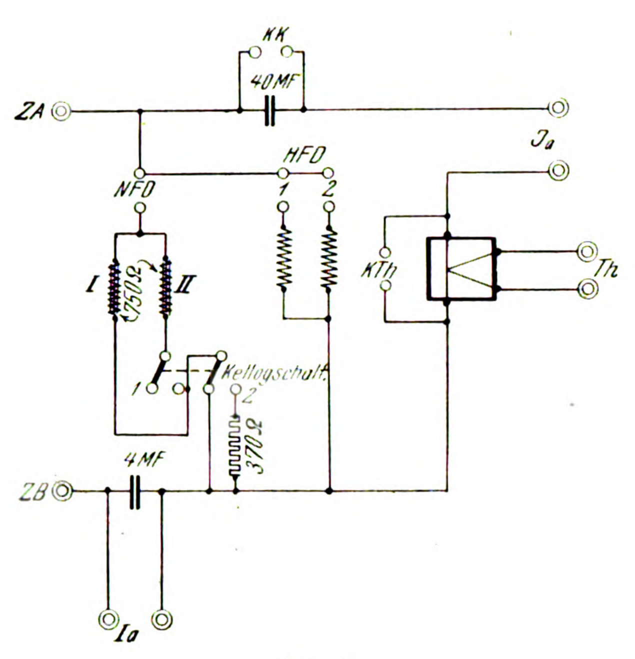


Fig. 6.
Schaltplan des Receptions-Apparates.

nicht nur eine, sondern zwei gleiche Hochfrequenz-Drosseln und ebenso zwei gleiche Niederfrequenz-Drosseln mit

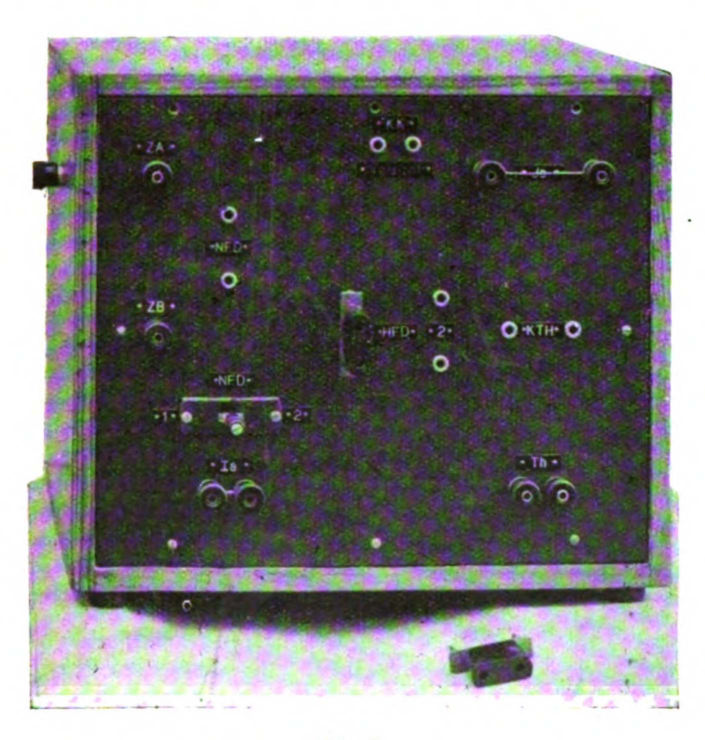


Fig. 7.
Vorderansicht des Receptions-Apparates.

Eisenkernen. Die Drosseln können durch Steckbuchsen-Paare und zugehörige Verbindungs-Stecker bzw. durch einen Kellog-Schalter einzeln oder in Parallelschaltung in den Anoden-Stromkreis des Ausgangs-Systems gebracht werden. Diese Einrichtungen ermöglichen die oben erwähnten „Verlust-Messungen". In den Fällen, in denen eine Drossel nicht ausreicht, den Anoden-Wechselstrom in hinreichendem Maße vom Anoden-Gleichstrom abzutrennen, in denen also ein nicht unerheblicher Teil des Wechselstromes seinen Weg über die Drossel findet, kann man nämlich diesen Verlust ungefähr verdoppeln, indem man die drosselnde Selbstinduktion dadurch auf die Hälfte bringt, daß man der bisher eingeschalteten einen Drossel die zweite parallel legt. Die Impedanz und die Phasenverschiebungen für Hochfrequenz erfahren dadurch keine merklichen Änderungen. Bei den Niederfrequenz-Drosseln ist die Parallelschaltung gleichzeitig mit der Einschaltung eines bifilar gewickelten Widerstandes von 370 Ohm ver-

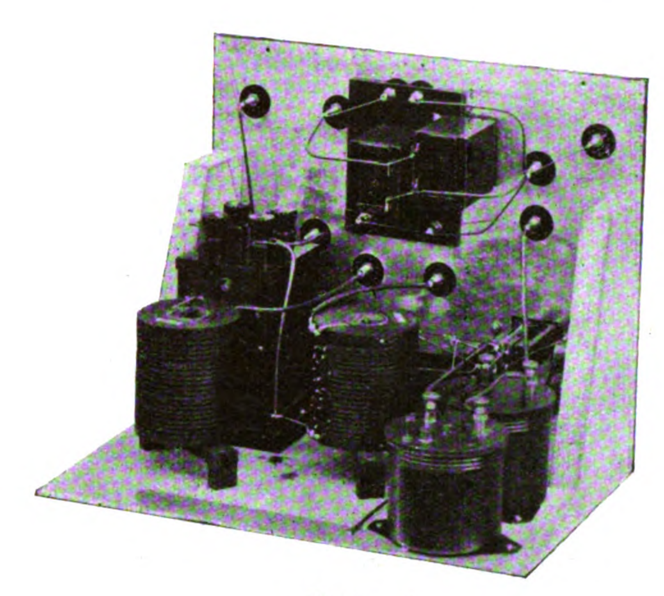


Fig. 8.
Innenansicht des Receptions-Apparates.

bunden; dieser Widerstand soll die durch die Parallelschaltung bewirkte Verringerung des Ohmschen Widerstandes der Niederfrequenz-Drosseln ausgleichen, damit möglichst keine Aenderung der Gleichspannung an der Ausgangs-Anode eintritt.

Ist der wahre Betrag des gesamten Wechselstromes im Anodenkreise J_a, sind ferner J'_a und J''_a die mit einer bzw. zwei Drosseln gemessenen Werte des Anoden-Wechselstromes, so hat man

$$J'_a = J_a - (J_a - J'_a),$$
$$J''_a \cong J_a - 2\cdot(J_a - J'_a),$$

folglich
$$J'_a - J''_a \cong J_a - J'_a$$

und somit
$$J_a \cong J'_a + (J'_a - J''_a). \tag{37}$$

Hiernach bekommt man den wahren Betrag des Anoden-Wechselstromes, wenn man zu dem mit einer Drossel erhaltenen Wert die Differenz zwischen den beiden Messungen mit einer und mit zwei Drosseln hinzufügt.

Die Bezeichnungen auf der Frontplatte des Rezeptions-Apparates haben nachstehende Bedeutungen:

ZA = Klemmen zum Anschluß der Ausgangs-Anode (über die Ohmschen Widerstände R_{a_1} und R_{a_2}). (Bei Messungen mit reiner Niederfrequenz oder modulierter Hochfrequenz ist in R_{a_1} und R_{a_2} die Impedanz der Verzweigung im Ausgangs-Gerät für den niederfrequenten Wechselstrom mit zu berücksichtigen!)

ZB = Klemmen zum Anschluß des Pluspoles der Anoden-Batterie.

Ia = Klemmen zum Anschluß eines Ampèremeters für die Kontrolle des Anoden-Gleichstromes; die Klemmen sind für Wechselstrom durch einen Kondensator von 4 μF überbrückt

Ja = Klemmen zum Anschluß eines feineren Instrumentes für die Messung des Anoden-Wechselstromes; sie sind gewöhnlich kurzgeschlossen.

Th = Klemmen zum Anschluß eines Galvanometers oder Spiegelgalvanometers zum Messen der im Thermoelement erzeugten Gleichspannung, aus der sich auf Grund einer Eichung mit kommutiertem Gleichstrom der Anoden-Wechselstrom ergibt. (Das Thermoelement, Fabrikat Siemens, ist in für Hochfrequenz-Messungen geeigneter Weise abgeändert.)

KTh = Buchsen zum Kurzschließen des Heizfadens des Thermoelementes.

KK = Buchsen zum Kurzschließen der Blockkondensatoren von insgesamt 40 μF in der Abzweigung für das Thermoelement (zu dessen Nacheichung).

(Anm.: Abweichend von Abb. 8 enthält das Gerät statt der photographierten Kondensatoren von 4 μF tatsächlich solche von 40 μF, die nachträglich über den Drosseln eingebaut wurden.)

E = Klemme (an der linken Seitenwand), die nur mit der Blech-Auskleidung des Kastens in Verbindung steht und an Erde anzuschließen ist.

HFD = Buchsen zum Einschalten von ein oder zwei Hochfrequenz-Drosseln.

NFD = Buchsen und Schalter zum Einschalten von ein oder zwei Niederfrequenz-Drosseln.

6. Nachwort.

Die beschriebenen beiden Geräte gestatten in Erweiterung des ursprünglich vorgesehenen Verwendungszweckes nicht nur die Untersuchung von Verstärkern, sondern auch die Prüfung von ganzen Empfängern, auch solchen mit Rückkopplung, durchzuführen. Sie sind ferner auch für Messungen völlig anderer Art mit Vorteil zu benutzen. Der Verfasser beabsichtigt hierüber an späterer Stelle zu berichten.

Zusammenfassung.

Es werden die Gründe dargelegt, die zur Untersuchung der Verstärkungsleistungen von Röhren-Kaskaden die Anwendung von Hochfrequenz oder Niederfrequenz, je nach dem Verwendungszweck des zu prüfenden Verstärkers, notwendig machen. Ist in dem Verstärker eine Gleichrichtung vorgesehen, so ist modulierte Hochfrequenz für diese Messungen zu benutzen.

Das Vorstehende gilt insbesondere von Mehrfachröhren, die mehrere in Kaskade geschaltete und durch Kopplungsglieder verbundene Elektrodensysteme in einen gemeinsamen Glasballon eingeschlossen enthalten. Der Verfasser hat Apparate entwickelt, welche die Verstärkungseigenschaften solcher Mehrfachröhren mit Wechselströmen zu untersuchen gestatten sollen, aber auch für die Prüfung anderer Röhren-Kaskaden geeignet sind. Die Apparate bestehen aus einem Eingangs-Gerät (Dosierungs-Apparat) und einem Ausgangs-Gerät (Rezeptionsapparat).

Das Eingangs-Gerät enthält in einem gegebenenfalls abstimmbaren Stromkreise wahlweise einschaltbare Ohmsche Widerstände sowie ein Thermoelement. Der einen der Widerstände durchfließende Wechselstrom wird mittels des Thermoelementes gemessen; hieraus ergibt sich die Wechselspannung am Widerstande, die dem Eingangs-Gitter des ersten Systems oder der ersten Röhre zugeführt wird.

Findet im Eingangs-Gerät modulierter Hochfrequenzstrom Anwendung, so ist die jeweils dem Eingangs-Gitter zugeführte Spannung so zu berechnen, als wenn im Eingangs-Gerät der Niederfrequenzstrom flösse, der sich bei völliger Gleichrichtung aus dem modulierten Hochfrequenzstrom ergeben würde.

Es wird dargelegt, daß die Verstärkungseigenschaften einer Röhren-Kaskade für Wechselströme gegebener Frequenz durch die Angabe zweier Größen, der „dynamischen Verstärkung" und der „dynamischen Steilheit" bezeichnet werden können, indem diese Größen ausreichen, für jede Belastung im Ausgangs-Anodenkreise die in ihr wirksam werdende Leistung zu berechnen. Ferner wird gezeigt, daß diese beiden Größen bequem durch Wechselstrommessungen im Ausgangs-Anodenkreise erhältlich sind. Wird Hochfrequenz benutzt, so ist bei den Messungen auf die Rückkopplung über die inneren Röhren- bzw. Systemkapazitäten zu achten. Es besteht die Möglichkeit, die Abhängigkeit der Rückkopplung von den Hochfrequenz-Amplituden und der Phasenverschiebung zwischen den Spannungen am Gitter und an der Anode des Ausgangssystems festzustellen.

Das Ausgangs-Gerät enthält eine Stromverzweigung, die dazu dient, den Anoden-Wechselstrom vom Anoden-Gleichstrom zu trennen und gesondert einem Thermoelement zuzuführen. Die Verzweigung besteht aus einem Ohmschen Widerstande oder einer Drosselspule einerseits und einem Kondensator hoher Kapazität andererseits. Es wird ausführlich die Dimensionierungsfrage erörtert, wobei sich die Grenzen ergeben, bis zu denen Wechselstrom und Gleichstrom in hinreichendem Maße getrennt werden können. Desgleichen werden die Bedingungen ermittelt, unter denen die für die Rückkopplung wichtigen Phasenverschiebungen genügend klein bleiben.

Die Schaltung und Bauweise der beiden Geräte wird schließlich an Hand von Schaltplänen und Photographien vorgelegt. Das Ausgangs-Gerät besitzt eine Einrichtung zur Verlustmessung für die Fälle, in denen eine hinreichende Trennung von Wechselstrom und Gleichstrom nicht zu erreichen ist und sich infolgedessen ein Teil des Wechselstromes der Messung durch das Thermoelement entzieht.

(Eingegangen am 16. Mai 1927.)

Referate.

Werner Espe. Ueber den Emissionsmechanismus von Oxydkathoden. Wiss. Veröffentl. a. d. Siemens-Konzern **V**, Nr. 3, S. 29—45, 1927.

Im Gegensatz zu reinen Metallkathoden besteht über die Vorgänge bei der Emission der Oxyde immer noch einige Unklarheit. Die vorliegende Arbeit ist eine systematische Untersuchung über den Emissionsmechanismus von *Ba O*-, *Sr O*- und *Ca O*-Kathoden.

Nach Beschreibung der Apparatur und der Versuchsanordnung wird zunächst ein Ueberblick über die Arbeitshypothese gegeben:

Das eigentliche Oxyd weist in dem in Frage kommenden Temperaturbereich nur eine sehr geringe Emission auf. Durch den anfänglich sehr kleinen Emissionsstrom wird das Oxyd elektrolytisch zersetzt. Während der bei der Zersetzung freiwerdende Sauerstoff in das Vakuum hinaus-



dampft, bleibt das Erdalkalimetall infolge der geringeren Wanderungsgeschwindigkeit seines Ions im wesentlichen am Orte seiner Entstehung, wird durch ein vom Kerndraht kommendes Leitungselektron neutralisiert und kann je nach der vorhandenen Temperatur der Kathode in mehr oder minder starkem Maße an die Oberfläche diffundieren. Hier bildet es kleine Inseln, die infolge der geringen Loslösungsarbeit der Elektronen bei Erdalkalimetallen als die eigentlichen Emissionszentren im Sinne Richardsons anzusprechen sind. Alles was die Bildung dieser Emissionszentren fördert, erhöht die Emissionsfähigkeit (Elektronenemission bei gleicher Temperatur und gleicher makroskopischer Oberfläche) der Kathode, alles was sie zerstört, setzt die Emissionsfähigkeit herab. Demnach erhöht eine starke elektrolytische Vorbehandlung der Oxydschicht die Emission, dagegen setzt eine Verdampfung der aktiven Teile durch Anwendung hoher Temperaturen der Kathode ohne Anodenspannung, d. h. ohne neue Emissionszentren schaffenden Elektrolysierungsstrom, sowie eine Oxydation des Erdalkalimetalles sie in demselben Maße herab, in dem das Metall an der Oberfläche durch Verdampfen verschwindet bzw. in Oxyd verwandelt wird. Konstanz der

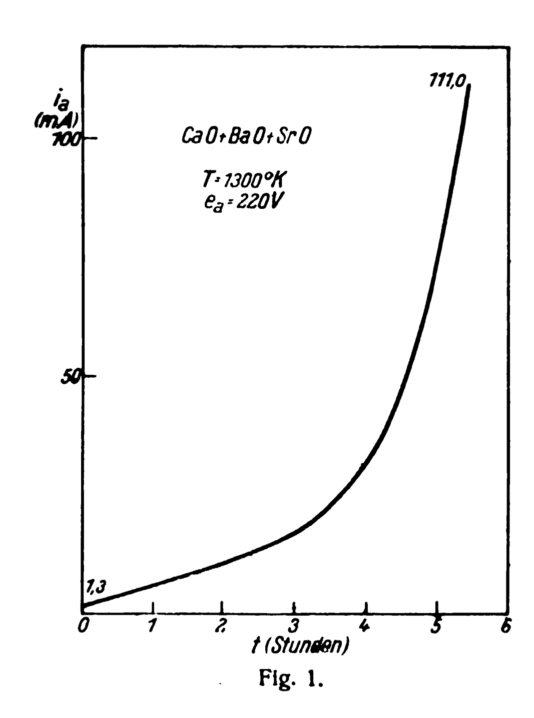


Fig. 1.

Emission tritt dann ein, wenn Gleichgewicht zwischen der Verdampfung des Metalles an der Kathodenoberfläche und seiner Neubildung durch Elektrolyse und nachfolgender Diffusion herrscht. Dieser Gleichgewichtszustand wird für jede Temperatur und Anodenspannung — denn diese beiden unabhängigen Variablen bestimmen im wesentlichen die elektrolytische Neubildung der Emissionszentren — ein anderer sein.

Die Richtigkeit dieser Auffasung über den Emissionsmechanismus wird vom Verfasser durch systematische Messungen der Emission in Abhängigkeit von der Zeit (1), von der Anodenspannung (2) und von der Temperatur (3) bestätigt.

(1) Eine neue Oxydkathode zeigt trotz höchster Entgasung nur eine geringe Emission, wenn sie noch nie mit Anodenspannung belastet, also noch nicht vom Emissionsstrom durchflossen ist. Eine Formierung ohne Anodenden Anstieg des Emissionsstromes einer Versuchskathode spannung wurde nicht beobachtet. Belastet man die Kathode mit Anodenspannung (Formierungsprozeß), so steigt die Emission je nach dem Werte der Temperatur und der Anodenspannung mehr oder weniger schnell an. Fig. 1 zeigt während der Formierung, Fig. 2 die Abhängigkeit der Formierung von Temperatur und Anodenspannung. Der ganze Formierungsprozeß ist also ausgesprochen eine Folgeerscheinung des durch die Oxydschicht hindurchfließenden Emissionsstromes.

(2) Eine bekannte Erscheinung bei Oxydkathoden ist das Fehlen einer ausgesprochenen Sättigung im Stromspannungsdiagramm selbst bei bestem Vakuum. Es wird gezeigt, daß die Ursache hierfür die Rückwirkung des Emissionsstromes auf die Temperatur und die Emissionsfähigkeit der Oxydschicht ist: Bei dicken Kathoden ruft der durch den Emissionsstrom veranlaßte Spannungsabfall quer durch die Oxydschicht eine mehr oder minder gleichmäßige Zusatzheizung des Oxydes hervor, die mit dem Pyrometer messend verfolgt werden kann und eine Sättigung verhindert. Denn durch die Erhöhung der Anodenspannung tritt infolge einer wenn auch geringen Vergrößerung des Emissionsstromes eine Erhöhung des Spannungsabfalles und damit der Temperatur der Kathode ein. Dadurch steigt rückwirkend die Emission, bis Gleichgewicht zwischen zugeführter und abgestrahlter Leistung eintritt. Bei dünnen Kathoden tritt die Wirkung der Aufheizung gegenüber dem Einfluß des Emissionsstromes auf den chemischen Zustand der Kathode zurück: mit zunehmender Anodenspannung wird durch erhöhte Elektrolyse der Oxydschicht die Zahl der thermisch wirkenden Emissionszentren und damit bei konstanter Temperatur die Emission vergrößert, so daß auch hier die Sättigung wenig ausgeprägt erscheint.

Es wird gezeigt, daß Gasreste (Ionenbombardement) zur Erklärung der Erscheinung nicht herangezogen werden können, da bei den vorliegenden Versuchen die Emission durchweg dem $V^{\frac{3}{2}}$-Gesetz folgt.

(3) Die Messungen ergeben, daß sich die Abhängigkeit der Emission von der Temperatur gut durch die Richardsonsche Gleichung

$$i_e = 0\,A\sqrt{T}\,e^{-\frac{B}{T}}$$

bzw. Dushmansche Gleichung

$$i_e = 0\,A_0\,T^2\,e^{-\frac{B_0}{T}}$$

(0 emittierende Oberfläche, A, A_0, B, B_0 Konstanten) darstellen läßt. Weiter zeigt sich, daß die Schwankungen der Emission einer Oxydkathode allein durch Veränderungen der Konstanten A der genannten Gesetze ausdrückbar sind, während die Loslösungsarbeit B innerhalb der Meßgenauigkeit konstant bleibt. Der Wert von A ist also im Sinne der beschriebenen Arbeitshypothese als Maß für die Menge der auf der Oxydoberfläche befindlichen Emissionszentren aus reinem Erdalkalimetall zu betrachten.

Im weiteren wird der Einfluß der äußeren Versuchsbedingungen auf den Wert der Emissionskonstanten A untersucht und insbesondere gezeigt, in welchem Grade durch die „Formierung" der Kathode bei hohen Anodenspannungen (starke elektrolytische Bildung der Emissionszentren) der Wert von A vergrößert werden kann. In Fig. 3 ist als Beispiel für beide Emissionsgesetze je ein Auswertungsdiagramm für dieselbe Kathode wiedergegeben, die zunächst mit 200 V, dann mit 300 V formiert worden ist. Im vorliegenden Falle wurde durch die Formierung mit er-

höhter Anodenspannung der Wert für A von $0{,}75 \cdot 10^3$ auf $2{,}4 \cdot 10^3$ $A/\text{cm}^2\text{grad}^{1/2}$ erhöht.

Eine Zerstörung der Emissionszentren und damit eine Verkleinerung des Wertes von A kann vor allem herbeigeführt werden einmal durch Oxydation derselben und so-

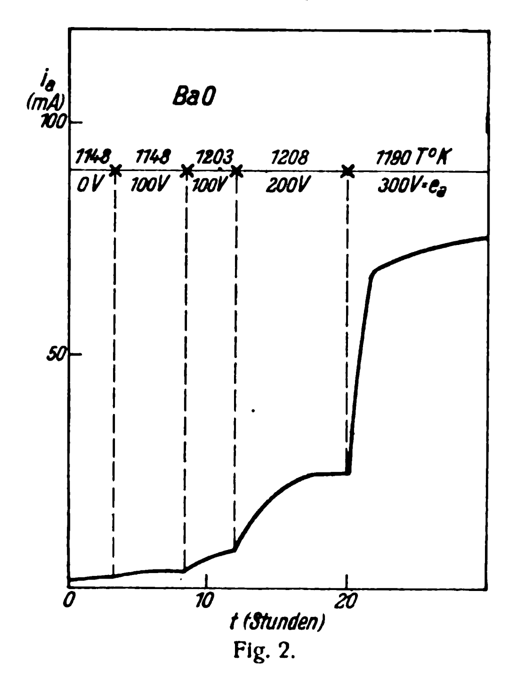


Fig. 2.

dann durch Verdampfung, letzteres, indem man eine gut formierte Kathode längere Zeit ohne Anodenspannung bei hohen Temperaturen brennen läßt. Bei dieser Behandlung verdampft das in der Schicht vorhandene Erdalkalimetall, ohne daß gleichzeitig durch elektrolytische Neubildung mit Hilfe des Emissionsstromes neue Emissionszentren erzeugt

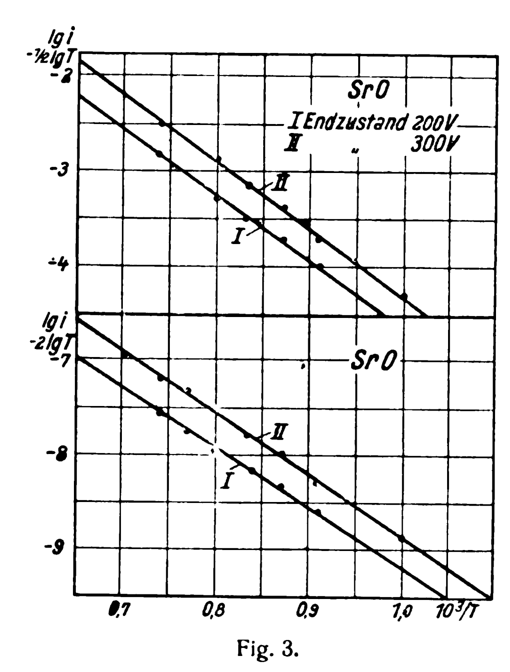


Fig. 3.

werden. So konnte in einem Falle durch entsprechende Behandlung einer SrO-Kathode der Wert der Konstanten A von $1{,}3 \cdot 10^4$ auf $0{,}7 \cdot 10^3$ $A/\text{cm}^2\text{grad}^{1/2}$ heruntergedrückt werden.

Das Heizmaß einer Oxydkathode (Emission in mA pro Watt Heizleistung) ist also im hohen Maße von dem jeweiligen Gehalt an Erdalkalimetall der Elektronen emittierenden Oxydoberfläche abhängig. W. Espe.

Werner Espe. Die Austrittsarbeit von Elektronen aus Erdalkalioxydkathoden. Wiss. Veröffentl. a. d. Siemens-Konzern **V**, Nr. 3, S. 46—61, 1927.

Im Anschluß an die im vorstehenden referierte Arbeit hat der Verfasser die Werte für die Konstanten B bzw. B_0 der Emissionsgesetze, die sogenannte Loslösungsarbeit, der gebräuchlichsten Erdalkalioxyde BaO, SrO und CaO bestimmt.

Bei der Versuchsanordnung wird besonderer Wert auf eine einwandfreie Temperaturbestimmung gelegt, die mit Mikropyrometer gemacht ist.

Die Messungen werden durchgeführt unter Berücksichtigung einer Reihe von Fehlerquellen, die sich bei Oxydkathoden im Gegensatz zu reinen Metallkathoden bemerkbar machen. Es sind das vor allem: 1. Ungleichmäßige Erhitzung der Emissionsoberfläche durch Zusatzheizung des Emissionsstromes (Glühinseln, bright spots). 2. Inkonstanz des chemischen Zustandes des Oxydes während einer Meßreihe, wodurch sich infolge Veränderung der Konstanten A falsche Werte für B ergeben (Parallelverschiebung der Richardson-Geraden im logarithm. Diagramm einer Messung). 3. Infektion der Fäden durch aktive Fremdmaterialien. 4. Wirkung von Gasresten, die im allgemeinen (besonders O_2) eine Vergrößerung der Loslösungsarbeit B hervorrufen.

Die Bestimmung der Werte für die Loslösungsarbeit ergibt unter Zugrundelegung des Richardsonschen Gesetzes

$$i_e = 0\,A\sqrt{T}\,e^{-\frac{B}{T}}$$

für CaO 22 400 ± 300° entsprechend 1,93 ± 0,03 V
„ SrO 16 600 ± 250° „ 1,43 ± 0,02 V
„ BaO 12 900 ± 250° „ 1,11 ± 0,02 V,

unter Zugrundelegung des Dushmanschen Gesetzes

$$i_e = 0\,A_0\,T^2\,e^{-\frac{B_0}{T}}$$

für CaO 20 500 ± 300° entsprechend 1,77 ± 0,03 V
„ SrO 14 750 ± 300° „ 1,27 ± 0,025 V
„ BaO 11 500 ± 300° „ 0,99 ± 0,03 V.

Die Ergebnisse werden mit den Resultaten früherer Arbeiten verglichen. Ein ausführliches Literaturverzeichnis ist angefügt. W. Espe.

E. E. Schumacher und **J. E. Harris.** Untersuchung der thermionischen Eigenschaften seltener Erden. (Investigation of the thermionic properties of the rare-earth elements.) Journ. Am. Chem. Soc. 48, S. 3108—14, 1926.

Die Verfasser untersuchen die thermische Elektronenemission einer Reihe seltener Erden, und zwar: Ce, Pr, Nd, La, Sm in reiner Form, Gd, Tb, Ho, Eu, Lu, Y, Yb, Dy und Er in Form von Aluminium-Legierungen mit einem Gehalt von 10—60% seltener Erden. Die Herstellung der erstgenannten Materialien erfolgt elektrolytisch, die der zweitgenannten durch Reduktion der Oxyde und Schmelzen mit Aluminiumpulver.

Es werden zwei Versuchsmethoden beschrieben:

a) Schiffchen-Methode. Das Material befindet sich in einem schiffchenförmigen, elektrisch heizbaren Wolframtrog B (siehe Fig. 1). Es wird durch das Loch F in Pulverform bis zur halben Höhe des Trogs eingeführt. Temperaturmessung erfolgt mit optischem Pyrometer an einer Stelle der Glaswand, die durch ein magnetisch bewegbares Nickelblech vor Metallniederschlag geschützt ist.

b) Aufschütt-Methode. Hierbei wird ein gewöhnlicher Kathodendraht innerhalb einer Vakuum-Röhre angeordnet, die das zu untersuchende Material in gepulverter Form enthält. Nach Evakuierung und Ausheizung des Gefäßes und des noch unbedeckten Kathodendrahtes wird die Röhre abgeschmolzen. Sodann wird bei glühendem Drahte durch Schütteln des Rohres das Material mit der Kathode in Kontakt gebracht, wo es je nach der Kathodentemperatur mehr oder weniger anhaftet. Danach erfolgt bei kalter Kathode Ausschütten des überschüssigen Pulvers und erneutes Evakuieren und Abschmelzen in gewöhnlicher Weise.

Die Ergebnisse der Messung der Emission in Abhängigkeit von der Kathodentemperatur sind in log i — $1/T$ = Diagrammen wiedergegeben. Die Meßgenauigkeit ist — besonders bei den Aluminium-Legierungen — leider nicht groß genug, um die absoluten Werte der Emissionskonstanten aus den mitgeteilten Daten berechnen zu können. Doch zeigen die Ergebnisse, daß einige der seltenen Erden eine 10^6mal größere Emission aufweisen, als Wolfram bei derselben Temperatur (siehe Fig. 2).

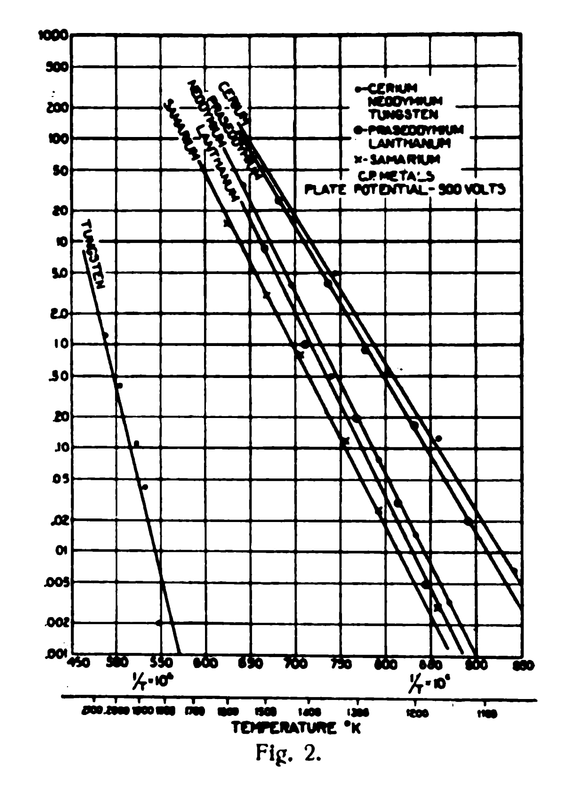


Fig. 1. Fig. 2.

W. Espe.

E. V. Appleton. Magnetische Stürme und Fortpflanzung der Wellen in der drahtlosen Telegraphie. (Magnetic storms and wireless transmission.) El. 98, 256—257, 1927.

1. Ebenso wie die Fortpflanzung der Wellen in der drahtlosen Telegraphie führen auch die täglichen Aenderungen des magnetischen Erdfeldes zu der Annahme einer leitenden Schicht in der Atmosphäre. Für die Ausbreitung der Wellen in der drahtlosen Telegraphie kommt es auf das Leitvermögen in den verschiedenen Höhen an, während für die Erscheinungen des Erdmagnetismus der Leitwert der ganzen Schicht maßgebend ist. Dieser ist nicht nur durch das Leitvermögen, sondern auch durch die Dicke der Schicht bestimmt. Macht man über diese vernünftige Annahmen, so gelangt man aus den früheren Arbeiten über die Ausbreitung der Wellen in der drahtlosen Telegraphie zu viel geringeren Leitwerten, als die Erscheinungen des Erdmagnetismus sie verlangen.

In diesen früheren Arbeiten ist aber ein Fehler enthalten. Es ist darin dasjenige Gefälle der Elektronenkonzentration berechnet, das nötig ist, um dem Strahl eine Krümmung zu geben, daß er parallel der Erdoberfläche verläuft. Infolge davon kommt man zu sehr kleinen Werten der Elektronenkonzentration. Tatsächlich muß aber ein Strahl, der vom Sender nach oben ausgesandt wird, erst einmal in die Richtung parallel zur Erdoberfläche gekrümmt werden, also anfänglich eine viel stärkere Krümmung besitzen. Legt man diese Krümmung zugrunde, so kommt man zu viel größeren Werten der Elektronenkonzentration. Es gelten in diesem Falle die folgenden Beziehungen. Fällt ein Strahl unter dem Winkel i auf die untere Grenze der elektronenhaltigen Schicht in der Höhe h_1 und wird er durch die Krümmung in dieser Schicht in der Höhe h_2 horizontal, so ist

$$(h_1 + R) \sin i = \mu \, (h_2 + R)$$

und

$$\mu^2 = 1 - \frac{4 \pi N e^2}{m \omega^2},$$

wenn R der Erdradius, ω die Kreisfrequenz der Wellen und N die Anzahl der Träger von der Ladung e und der Masse m im ccm und in der Höhe, in der der Strahl horizontal wird, ist. Aus den Untersuchungen von A. Meißner zwischen Nauen und Buenos-Aires, bei denen 20 m-Wellen unter einem Winkel von ca. 20° auf die untere Grenzschicht auffielen, erhält man — unter der Annahme, daß $(h_1 + R)$ nicht viel von $(h_2 + R)$ verschieden ist, was sicherlich zutrifft — als Minimum für die Elektronenkonzentration N $2{,}5 \cdot 10^6/\text{cm}^3$ in der Höhe, in der der Strahl horizontal wird. Um das Leitvermögen in dieser Höhe zu bestimmen, müßte man noch die Beweglichkeit der Elektronen kennen, die von der Höhe abhängt. Betrachtet man als unterste Grenze 100, als oberste 300 km, so folgt für das Leitvermögen im ersten Fall 10^{-11}, im zweiten Fall $2 \cdot 10^{-10}$ emg CGS. Danach müßte die elektronenhaltige Schicht ein Leitvermögen haben von der Größenordnung der Erdoberfläche oder eines Gases in einem Geißler-Rohr während der Entladung. Solche Werte des Leitvermögens geben ohne Schwierigkeit einen Leitwert der ganzen Schicht von ca. $3 \cdot 10^{-6}$ CGS, wie ihn die Erscheinungen des Erdmagnetismus fordern.

Auch ein zweites Bedenken, das bisher bestand, ist neuerdings in Wegfall gekommen. Wenn für die Aenderungen des magnetischen Erdfelds und ebenso auch für die Ausbreitung der Wellen in der drahtlosen Telegraphie dieselben Schichten der Atmosphäre bestimmend sind, so hat man zu erwarten, daß Störungen des magnetischen Erdfeldes von Unregelmäßigkeiten in der drahtlosen Uebertragung begleitet sein müssen. Das schien früher nicht der Fall zu sein. Neuere Untersuchungen haben außer Zweifel gestellt, daß tatsächlich magnetische Stürme stets von besonders ungünstigen Verhältnissen für die Ausbreitung der Wellen begleitet sind.

2. Nach der gewöhnlichen Erklärung der toten Zone würde anzunehmen sein, daß eine besonders starke Sonnentätigkeit (Sonnenflecken) eine besonders starke Elektronenkonzentration in der Atmosphäre und damit eine Verkürzung der toten Zone hervorruft. Das scheint nach neuerem Beobachtungsmaterial auch der Fall zu sein. Auf der anderen Seite führt aber die bisherige Erklärung doch auf Schwierigkeiten. Einmal sind die Werte für die Elek-

tronenkonzentration, die eben aus den Telefunken-Versuchen Nauen—Buenos Aires abgeleitet wurden, erheblich größer als diejenigen, welche die Kurzwellenversuche von A. H. Taylor in Amerika ergaben ($5 \cdot 10^5/cm^3$). Dann soll nach Nachrichten aus Amerika dort ein Sender mit horizontaler Antenne sein, der überhaupt keine tote Zone zeigt. Ebenso wurde bei Versuchen von J. A. Ratcliffe und M. A. F. Barnett in Cambridge keine tote Zone gefunden. Endlich zeigen die Messungen von Heising, Schelleng und Southworth (Proc. Inst. Radio Eng. **14**, 646, 1926, referiert d. Jahrb. **29**, 92, 1927), daß die Intensität der Zeichen am Ende der toten Zone viel allmählicher zunimmt, als man nach der gewöhnlichen Erklärung erwarten sollte. Alles das scheint darauf hinzudeuten, daß bei der Erscheinung der toten Zone von extrem kurzen Wellen die Absorption mit herangezogen werden muß.

3. Wenn man annimmt, daß die Absorption der extrem kurzen Wellen jedenfalls für die Strecke einer Wellenlänge klein ist, was zweifellos zutrifft, so folgt aus der Dispersionstheorie von H. A. Lorentz als Absorptionskoeffizient

$$K = \frac{f}{2c} \cdot \frac{1 - \mu^2}{\mu},$$

wenn f die Zahl der Zusammenstöße der Elektronen mit den Gasmolekeln im ccm und pro sec, μ den Berechnungsexponenten und c die Lichtgeschwindigkeit bedeuten. Gewöhnlich wird die Formel

$$K = \frac{2 \pi N e^2 f}{c\, m\, \omega^2}$$

(Bedeutung der Buchstaben wie oben) zugrunde gelegt und daraus der Schluß gezogen, daß der Absorptionskoeffizient um so kleiner ist, je größer die Kreisfrequenz ω, je kleiner also die Wellenlänge ist. Dabei ist aber nicht berücksichtigt, daß für die Erzielung einer bestimmten Krümmung der Strahlen die Elektronenkonzentration N um so größer sein muß, je kleiner die Wellenlänge ist. Die Ueberlegenheit der kurzen Wellen für die Uebertragung auf großen Entfernungen liegt tatsächlich wohl darin, daß sie erst in viel größeren Höhen (in denen also f klein ist) eine Krümmung bekommen, die stärker als die Krümmung parallel zur Erdoberfläche ist.

4. Am Schlusse macht Appleton noch eine prinzipiell wichtige Bemerkung. Die Theorie zeigt bekanntlich, daß infolge der Wirkung des magnetischen Erdfeldes bei Wellenlängen in der Gegend von 214 m kritische Effekte zu erwarten sind. Dabei ist aber übersehen worden, daß im allgemeinen von einem Sender zu einem Empfänger zwei Strahlen gehen, von denen der eine weniger starke Absorption und in der Nähe von $\lambda = 214$ m keine kritische Beeinflussung durch das Erdfeld erfährt. Da dieser Strahl im allgemeinen die Intensität im Empfänger bestimmen wird, so hat man bei Intensitätsmessungen in der Nähe von $\lambda = 214$ m keine selektive Absorptionseffekte zu erwarten.

In einem späteren Heft des Electrician (**98**, 496, 1927) bemerkt K. Sreenivasan zu der Arbeit von Appleton, daß während des starken magnetischen Sturms im Oktober 1926 der Kurzwellenbetrieb mit Spiegeln zwischen England und Canada (vgl. Referat d. Jahrb. **29**, 166, 1927) fast vollkommen unmöglich war. Wenn die Auffassung von Larmor richtig ist, so hätte man das dahin zu deuten, daß der magnetische Sturm durch den Eintritt von freien Elektronen in den oberen Teil der Atmosphäre verursacht war und daß infolge davon die Strahlen einen ganz anderen, als den normalen Weg nahmen. Zur gleichen Zeit zeigte der Verkehr mit langen Wellen keinerlei Störung. Der Grund ist vielleicht der, daß die langen Wellen gar nicht in diejenigen Schichten der Atmosphäre hinaufgehen, die während des magnetischen Sturms einen abnormalen Elektronengehalt hatten.

J. Zenneck.

G. W. Pickard. Der Zusammenhang des drahtlosen Empfangs mit der Sonnentätigkeit und dem Erdmagnetismus. (The correlation of radio reception with solar activity and terrestrial magnetism.) (Mitteilung der International Union of Scientific Radio Telegraphy.) Proc. Inst. Radio Eng. **15**, 83—97, 1927.

Der Verfasser hat, wie er in der Einleitung schildert, schon seit langer Zeit systematische Messungen der Empfangsintensität von den verschiedenen Stationen gemacht. Die Ergebnisse dieser Messungen haben ihn dazu geführt, einen Zusammenhang zwischen der Intensität des drahtlosen Empfangs und der Zahl der Sonnenflecken, bzw. der Störungen des magnetischen Erdfeldes anzunehmen. Als Grundlage für diese Auffassung kann z. B. die nebenstehende Fig. 1 dienen. Die Kurve 1 soll die Zahl der Sonnenflecken darstellen, Kurve 2 die Abweichungen der Feldstärke des magnetischen Erdfelds vom Mittelwert, Kurve 3 gibt die Empfangsintensität der Station WBBM in Chicago ($f = 1{,}33 \cdot 10^6$/sec), Kurve 4 diejenige von Stationen, deren Frequenz zwischen 8 und $9 \cdot 10^6$/sec und Kurve 5 von solchen, deren Frequenz zwischen 15 und $25 \cdot 10^6$/sec liegt. Dabei sind in den Kurven 3—5 als Ordinaten aufgetragen die Abweichungen des Wochenmittels vom Monatsmittel.

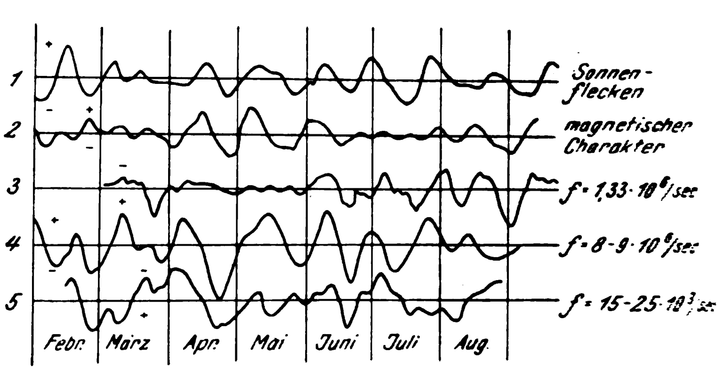


Fig. 1.

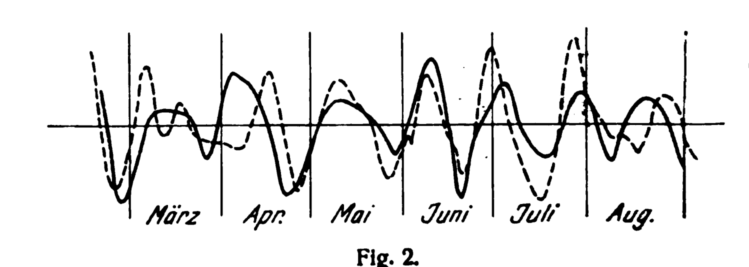


Fig. 2.

Wenn man die Kurven 3—5 mit den Kurven 1—2 vergleicht, so wird man zu dem Schluß kommen müssen, daß die Intensitätsänderungen des drahtlosen Empfangs dieselbe Periode haben, wie die Sonnenflecken (27 Tage) und das magnetische Erdfeld. Während aber bei den niedrigeren Frequenzen (Kurve 3 und 5) einer erhöhten Zahl von

Sonnenflecken eine Schwächung der Empfangsintensität entspricht, zeigen die Messungen mit den Kurzwellensendern ($f = 8 - 9 \cdot 10^6$/sec) gerade eine Verstärkung.

Noch auffälliger wird die Übereinstimmung des Ganges der Empfangsintensität mit der Sonnentätigkeit, wenn man die Mittel der Empfangsintensität bildet für die 15 Stationen, die den Kurven 3—5, Fig. 1 zugrunde liegen und beinahe über eine halbe Erdoberfläche verteilt sind, außerdem beinahe das ganze Frequenzgebiet umfassen, das für die drahtlose Telegraphie in Betracht kommt. Diese Mittelwerte sind in der ausgezogenen Kurve von Fig. 2 dargestellt, während die gestrichelte Kurve wieder ein Maß für die Sonnenflecken gibt, wobei in beiden Kurven als Ordinaten die Abweichung des Wochenmittels vom Monatsmittel aufgetragen sind. Wenn man freilich daran denkt, daß bei dieser Mittelbildung Stationen vereinigt sind, die sich nach Fig. 1 bezüglich des Zusammenhangs mit den Sonnenflecken gerade entgegengesetzt verhalten, so wird man wohl für die Beurteilung der ganzen Frage Fig. 1 den Vorzug vor Fig. 2 geben. J. Zenneck.

B. F. J. Shonland und **J. Graib.** Die elektrischen Felder von südafrikanischen Gewittern. (The electric fields of South-african thunderstorms.) Proc. Roy. Soc. A **114,** 229—243, 1927.

Die Verfasser haben in der Cap-Kolonie, und zwar in der Gegend der Eeast Central Carroo an einer Stelle ca. 800 m über dem Meere, die eine gute Aussicht besonders nach Westen, bot, nach der Art und mit Anordnungen, wie sie von C. T. R. Wilson, Proc. Roy. Soc. A **92,** 555, 1916 und Phys. Trans. A **221,** 73, 1921 beschrieben sind, Versuche angestellt. Beobachtet wurden die Feldstärken von Gewitterwolken und deren Änderungen. Als Meßinstrument dient ein Kapillar-Elektrometer, das für photographische Aufzeichnungen eingerichtet war. Auf die Einzelheiten der Messungen und ihrer Ergebnisse soll hier nicht eingegangen werden. Die Verfasser glauben aus denselben folgende Schlüsse ziehen zu dürfen (vgl. das nächste Referat):

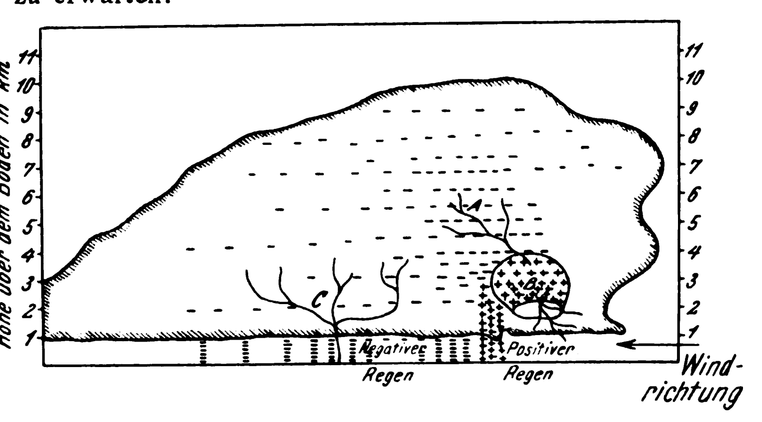
1. Die beobachteten Gewitterwolken sind vorwiegend „bipolar" und „positiv", d. h. sie besitzen an der Oberseite eine positive, an der Unterseite eine negative Ladung. Bei solchen bipolaren Wolken sind folgende Entladungen möglich: a) von der oberen Ladung zur Erde, b) von der unteren Ladung zur Erde, c) zwischen den beiden Ladungen der Wolke, d) von der oberen Ladung in die obere ionisierte Atmosphäre. In Südafrika scheinen, ebenso wie in Indien, die Entladungen zwischen der oberen und unteren Ladung derselben Wolke bei weitem am häufigsten zu sein.

2. Das elektrische Moment einer Entladung hatte im Mittel den Wert 94 Coulomb./km (Mittel aus den Beobachtungen an 82 Entladungen). Die maximalen und minimalen Werte, die zur Messung kamen, verhalten sich zu diesem Mittelwert wie 6,2:1 bzw. 0,10:1. J. Zenneck.

G. C. Simpson. Der Mechanismus eines Gewitters. (The mechanism of a thunderstorm.) Proc. Roy. Soc. A **114,** 374—401, 1927.

In dieser Abhandlung setzt der Verfasser seine Theorie über die Gewitterbildung auseinander. Nach dieser Theorie, die im einzelnen nicht ausgeführt werden soll, entstehen bipolare Wolken; die positive Ladung bildet sich an dem unteren Teil der Wolke, und zwar an der Seite, gegen die der Wind an der Erdoberfläche gerichtet ist. Der ganze übrige Teil der Wolke, d. h. die Oberseite, der größte Teil des Innern und der dem Wind abgewandte Teil der Unterseite sind negativ geladen, wie es schematisch in der nebenstehenden Figur dargestellt ist. Nach der Auffassung von Simpson geht die Entladung immer aus von der positiven Ladung und schreitet von dort nach dem negativ geladenen Teil fort, wobei sich die Entladung unter Umständen vollkommen verästelt.

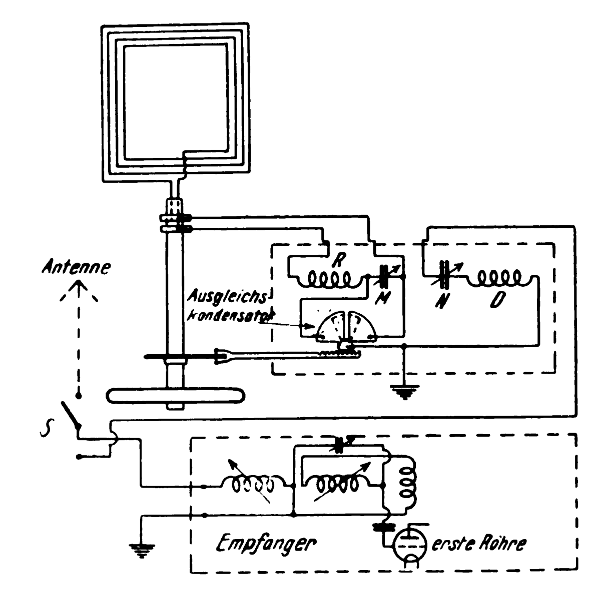
Man hat dann im allgemeinen folgende Entladungsform zu erwarten:



1. zwischen dem positiven Teil (B) der Wolke und dem oberhalb gelegenen negativen (A),
2. zwischen dem positiven Teil (B) der Wolke und dem Erdboden. Dabei sind zwei Möglichkeiten:
   a) Die Blitze dehnen sich wirklich bis zum Erdboden aus, man hat also einen Blitz von der Wolke bis zum Erdboden, oder
   b) der Blitz dehnt sich nicht bis zum Erdboden aus, sondern verliert sich schon oberhalb des Erdbodens in Verästelungen.
3. zwischen dem positiven Erdboden und dem ihm gegenüberliegenden, negativ geladenen Teil (C) der Wolke.

Die Simpsonsche Auffassung über die Ladungsverteilung in einer Wolke widerspricht also derjenigen von Shonland und Craib (vgl. das vorstehende Referat). Simpson begründet aber, daß die Beobachtungen von Shonland und Craib nicht für deren, sondern für seine Auffassung sprechen. J. Zenneck.

F. W. Dunmore. Ein Hochfrequenz-Peiler. (A unicontrol high-frequency radio direction finder.) Sc. Pap. B. o. St. Nr. 525 (**21,** S. 25—35) 1926.

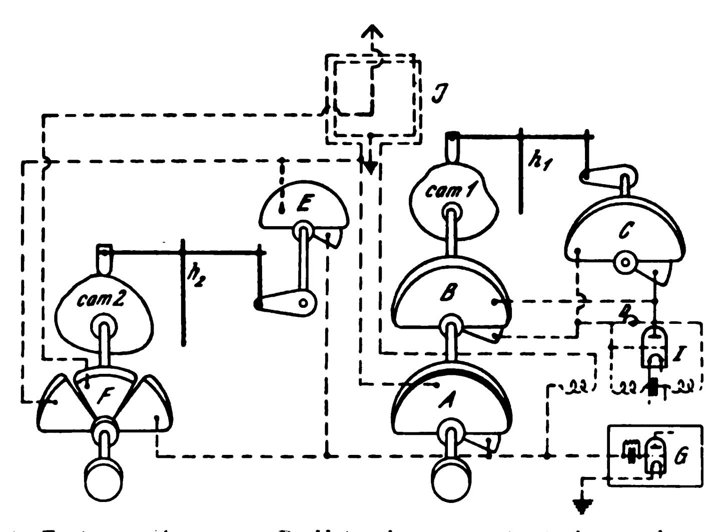


Die Entwicklung eines Peilers bei einer Frequenz von 2 100 000 Hz ($\lambda = 143$ m) für die United States Coast

Guard durch das Bureau of Standards wird beschrieben, Fig. 1. Der 20-inch-Rahmen besitzt vier Windungen und ist von innen drehbar auf dem Steuerhaus des betreffenden Wachschiffes angebracht. Die Windungen des Rahmens bilden mit der primären Spule *R* eines Transformators und einem Kondensator *M* einen Primärkreis, der über einen Sekundärkreis (*N* und *D*) mit dem Empfänger des Schiffes gekoppelt ist. Die Kreise sind so gewählt, daß an dem auf die Welle $\lambda = 143$ m eingestellten Empfänger nichts bei der Peilung geändert zu werden braucht. Mittels eines Umschalters *S* kann die Empfangsantenne oder die Peileinrichtung an den Empfänger gelegt werden. Ein besonderer Ausgleichskondensator (balancing condenser) liegt parallel zum Primärkondensator *M* und dient dazu, in allen Winkelstellungen des Rahmens zur Mittellinie des Schiffes ein reines Minimum zu erreichen. Zu diesem Zwecke ist er verstellbar mittels einer Führungsscheibe (*cam*) mit dem Schaft des Rahmens so verbunden, daß er automatisch bei dessen Drehung auf den richtigen Wert eingestellt wird. Die Einstellungen des Ausgleichkondensators und somit die Form der Führungsscheibe werden erstmalig durch Anpeilen eines das Schiff in Sicht umfahrenden Hilfssenders gefunden. A. Scheibe.

F. W. Dunmore. Ein tragbarer Peiler für einen Frequenzbereich von 90000 bis 7700000 Hz. (A portable direction finder for 90 to 7,700 kilocycles.) Sc. Pap. B. o. St. No. 536 (Vol. 21, 409—430), 1926.

Der Verf. beschreibt die Entwicklung eines Peilers, der im Frequenzgebiet von 90000—7700000 Hz ($\lambda = 3300$—39 m)



A = Tuning condenser. — *B* = Heterodyne generator tuning condenser. *C* = Heterodyne generator tuning compensating condenser. *D* = Hilfskondensator. — *E* = Retuning condenser. *F* = Balancing condenser. — *J* = Rahmenantenne. — *I* = Generator. *G* = Verstärker.

Fig. 1.

sich in gleicher Weise bewährt hat. Zum Festlegen der Richtung sind außer der Drehung des Rahmens am Apparat nur zwei Einstellungen nötig. Ein abgeschützter Aluminium-Kasten enthält sowohl die Empfangsapparatur als auch die Batterien. Der Rahmen befindet sich an der Spitze eines Mastes, der durch den Kasten geführt ist und unterhalb des Kastens mittels eines Handrades bedient wird.

Damit man sich bei der Einstellung der Empfangsapparatur auf zwei Handgriffe beschränken kann, und zwar auf die Abstimmung des aus Rahmen *J* und Drehkondensators *A* bestehenden Primärkreises auf die Frequenz und der Einregulierung eines möglichst scharfen Minimums mittels eines Ausgleichskondensators (balancing condenser) *F*, sind die verschiedenen Kondensatoren entweder auf zwei gemeinsamen Achsen montiert oder mit diesen über eine Führungsscheibe (*cam*) zwangsläufig gekoppelt. In Fig. 1 ist die Anordnung z. T. perspektivisch gezeichnet. Die sehr stark gezeichneten Striche h_1 und h_2 sollen Hebel darstellen.

Die beiden Spulenenden des auswechselbaren Rahmens *J*, der im Mittelpunkt seiner Wicklung mit dem Aluminiumkasten leitend verbunden ist, liegen am beweglichen und festen System des Hauptabstimmkondensators *A* des Primärkreises. Mit dem beweglichen System dieses Kondensators *A* ist auf gleicher Achse das bewegliche System des Empfängerkondensators *B* verbunden. Als Empfänger wird ein Superheterodyne-Generator mit Verstärkern verwandt. Parallel zu diesem Kondensator *B* liegt ein dritter Kondensator *C*, dessen bewegliches System über eine Führungsscheibe 1 (*cam* 1) und einen Hebel zwangsläufig mit der gemeinsamen Drehachse der Kondensatoren *A* und *B* verbunden ist. Durch diese Kopplung von *B* und *C* mit der Drehachse von *A* wird erreicht, daß bei Abstimmung des aus *J* und *A* bestehenden Kreises auf die Frequenz der einfallenden Welle gleichzeitig der Superheterodyne-Empfänger mit abgestimmt wird, und zwar infolge der Größe von *C* so, daß infolge der Form der Führungsscheibe 1 die Frequenzdifferenz zwischen der einfallenden Frequenz und der Superheterodyne-Generator-Frequenz immer gleich 66700 Hz ($\lambda = 4500$ m) bleibt.

An den Enden der Rahmenantenne liegen ferner die beiden festen Systeme des Ausgleichskondensators *F* (balancing condenser) zur Feineinstellung des Minimums, mit dessen beweglichem System eine kurze Vertikalantenne verbunden ist, die durch die Rahmenfläche als fester Bestandteil des Rahmens geht. Diese Antenne ist sehr kurz, etwa doppelt so lang wie eine Rahmenseite. Die Verbindung dieser Antenne mit dem Ausgleichskondensator hat sich als vorteilhafter erwiesen als seine Erdung. Bei Einregulierung dieses Ausgleichskondensators hat sich insbesondere bei höheren Frequenzen die hierdurch mitbewirkte Verstimmung des Hauptkondensators *A*, dem ja *F* parallel liegt, als sehr nachteilig erwiesen. Um diese Verstimmung zu kompensieren, ist mit dem beweglichen System von *F* über eine Führungsscheibe 2 (*cam* 2) ein Kompensationskondensator *E* (retuning condenser) zwangsläufig gekoppelt, der die durch die Verstellung von *F* bewirkte Verstimmung von *A* rückgängig macht.

Für den gesamten Frequenzbereich sind sieben Rahmenantennen von 12½ inches bis 24½ inches Seitenlänge nebst den zugehörigen Vertikalantennen erforderlich. Für den Heterodyne-Empfänger gehören dazu sieben Schwingungskreisspulen und sieben Führungsscheiben für den Kondensator *C*. Die experimentelle Formgebung für diese Führungsscheiben wird vom Verfasser ausführlich beschrieben.

Der Superheterodyne-Empfänger ist in Fig. 1 mit *I* bezeichnet, der Zwischenfrequenzverstärker *G* besitzt 7 Western Electric Röhren, von denen 1 als Detektor, 3 als Verstärker für die Zwischenfrequenz von 66700 Hz, eine zweite als Detektor und 2 als Niederfrequenzverstärker geschaltet sind. Ein zweiter Niederfrequenzgenerator, in der Figur nicht mitgezeichnet, ist zur Überlagerung der Zwischenfrequenz vorhanden, um auch den Empfang ungedämpfter Zeichen zu ermöglichen. Die Empfänger sind mittels eines Umschalters leicht auf Empfang von gedämpften, ungedämpften und unterbrochenen ungedämpften Wellen umzuschalten.

Die Anpeilung einer 250-Watt-Station, die ungedämpfte Wellen sendet, gab bei den verschiedenen Frequenzen Abweichungen von maximal 2,7°—10°. Die Ursachen hiervon lagen z. T. in äußeren Einflüssen und in zu großer Vertikalantenne begründet. Versuche über die beste Antennenform werden angestellt. A. Scheibe.

A. Crossley. Die Steuerung von Sendern durch piezoelektrische Kristalle. (Piezoelectric crystal-controled transmitters.) Proc. Inst. Radio Eng. **15**, 9—26, 1927.

Der Zweck der Arbeit ist zu beschreiben, in welcher Weise piezoelektrisch gesteuerte Sender in dem Forschungslaboratorium der amerikanischen Marine entwickelt wurden.

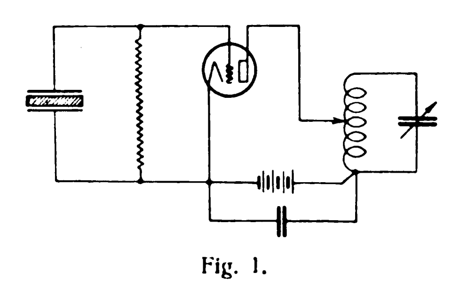


Fig. 1.

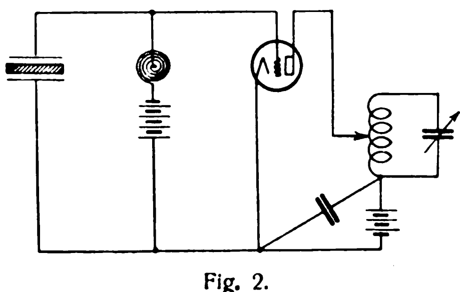


Fig. 2.

Nach einer Einleitung über die piezoelektrischen Kristalle und historischen Angaben über ihre Verwendung zur Steuerung von Hochfrequenzkreisen werden die Schaltungen auseinandergesetzt, die in dem genannten Laboratorium zur Steuerung benutzt wurden. Unter den ersten Schaltungen war diejenige von J. M. Miller (Fig. 1). Sie läßt sich in eine solche von viel größerem Wirkungsgrad überführen, wenn man nach der Art von Fig. 2 die automatisch entstehende Gitterspannung von Fig. 1 durch eine wohl definierte und stark negative Gittervorspannung mit vorgeschalteter Hochfrequenzdrossel ersetzt, um die Verluste im Gitterkreis möglichst herabzusetzen.

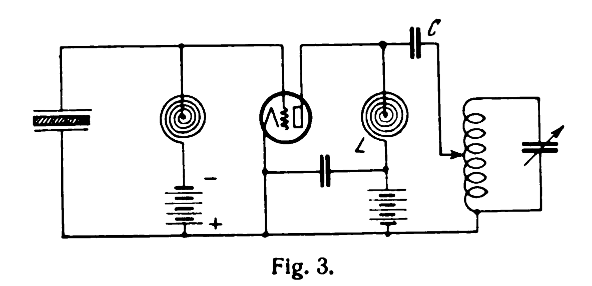


Fig. 3.

Es ist dabei wesentlich, daß die verteilte Kapazität des Gitterkreises gegenüber derjenigen des Kristalls möglichst niedrig gehalten wird. Eine von dem Verfasser (Crossley) eingeführte Abänderung der Schaltung von Fig. 2 ist diejenige von Fig. 3, bei der die gefährliche Anodengleichspannung vom Schwingungskreis ferngehalten wird.

Das Tasten wird bei der Anordnung von Fig. 3 in der Weise bewerkstelligt, daß ein Teil der Vorspannung vom Gitter abgeschaltet wird.

In einem weiteren Abschnitt werden die Halter für die piezoelektrischen Oszillatoren besprochen. Der Verfasser verlangt von ihnen, daß die Kristalle luftdicht in einem Metallkasten eingeschlossen sind zum Schutz gegen Feuchtigkeit und Staub. Ferner soll die Kapazität der Befestigung möglichst klein sein (siehe oben) und endlich muß die Anordnung die Konstanthaltung der Temperatur gestatten. Die Messungen haben gezeigt, daß bei einer Temperaturänderung um einen Grad die Frequenz der Schwingungen in der einen Kristallrichtung um $25 \cdot 10^{-6}$, diejenige in der anderen Richtung um $50 \cdot 10^{-6}$ sich ändert.

Zum Schluß werden ausgeführte Sender mit Kristallsteuerung näher beschrieben unter Beigabe von Schaltskizzen und Photographien der ausgeführten Apparate. J. Zenneck.

Patentschau.

Von Carl Lübben.

Erdung von Hochfrequenzanlagen.

D.R.P. 445730, Klasse 21a⁴, Gruppe 1, Pat. vom 13. März 1925, ausgegeben am 18. Juni 1927.

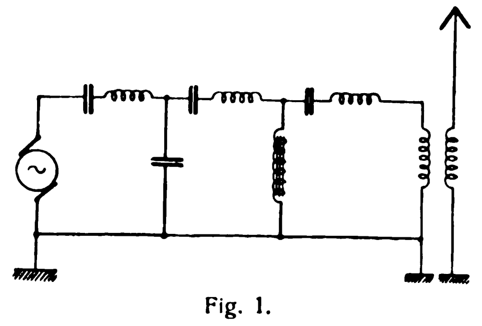


Fig. 1.

Bei Hochfrequenzanlagen mit mehreren Kreisen können unter Umständen an einzelnen Stellen der Anlage gefährliche Überspannungen auftreten, auch wenn ein Punkt der Anlage geerdet ist. Erfindungsgemäß wird die dadurch hervorgerufene Durchschlagsgefahr dadurch verhindert, daß alle Abstimmorgane in die gleiche Seite verlegt werden, die zu einem bestimmten Pol gehört, während die andere von Abstimmelementen freie Seite an einem oder beiden Endpunkten geerdet wird, wie dies z. B. die Fig. 1 zeigt.

Beseitigung von Oberwellen bei Senderschaltungen.

D.R.P. 448060, Klasse 21a⁴, Gruppe 1, Telefunken, Pat. vom 25. September 1925, ausgegeben am 2. August 1927.

Die Verwendung von Zwischenkreisen zur Unterdrükkung von Oberwellen genügt in der Praxis meist nicht. Erfindungsgemäß soll dadurch eine Verbesserung erzielt werden, daß der Zwischenkreis *Z* (Fig. 2) mit dem Erregerkreis rein induktiv, mit dem Verbraucherkreis *A*

rein kapazitiv gekoppelt wird, so daß in Serie mit dem Abstimmkondensator *C* ein besonderen Kopplungskondensator C_1 in Zwischenkreis liegt, an dem der Verbraucher-

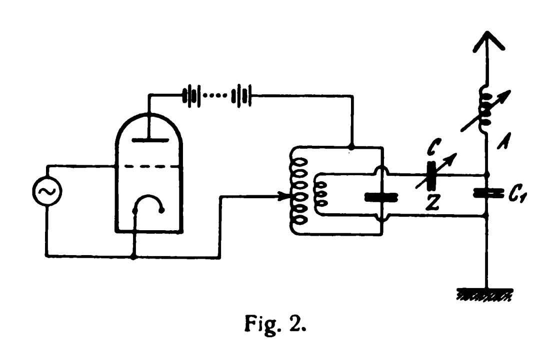


Fig. 2.

kreis *A* angeschlossen ist. Es ist ferner zweckmäßig, die induktive Kopplung mit dem Erregerkreis variabel zu machen.

Funkenstrecke.

D.R.P. 445 652, Klasse $21a^4$, Gruppe 3 (Koch u. Sterzel), Pat. vom 19. Dezember 1925, ausgegeben am 16. Juni 1927.

Zur Erzielung eines günstigen Abstandes bei Funkenstrecken, die mit Wolfram oder dgl. plattiert sind, werden erfindungsgemäß die Elektroden *B* (Fig. 3) mit einander zu-

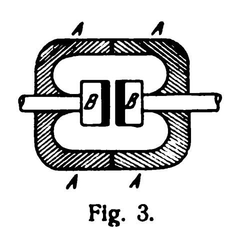


Fig. 3.

gekehrten Stütz- und Isolierteilen *A* versehen, deren Stirnflächen um einen passenden Betrag über die Stirnflächen der Elektroden hinausreichen, so daß der richtige Elektrodenabstand ohne besondere Zwischenlagen durch unmittelbares Aufeinanderfügen erzielt wird.

Hochfrequenzmaschine für mehrere Verbraucher.

D.R.P. 431 427, Klasse $21a^4$, Gruppe 5, Telefunken, Pat. vom 14. Juni 1921, ausgegeben am 22. Juli 1927.

Die Erfindung betrifft eine Hochfrequenzmaschine zur Speisung mehrerer voneinander unabhängiger Verbraucher. Zu diesem Zweck soll die Hochfrequenzwicklung in verschiedene voneinander getrennte Teile zerlegt werden, die räumlich auf dem Umfang des Ständers verteilt werden, so daß ihre magnetischen Flüsse nicht miteinander verkettet sind.

Selbstinduktion und Frequenzwandler für kurze Wellen.

D.R.P. 447 150, Klasse $21a^4$, Gruppe 6, Pat. vom 6. September 1924, ausgegeben am 18. Juli 1927, Zusatzpatente 448 387 (Pat. vom 13. September 1924), 448 388 (Pat. vom 13. September 1924) und 448 389 (Pat. vom 18. September 1924), ausgegeben am 12. und 17. August 1927, Telefunken.

Das Hauptpatent stellt eine Selbstinduktion für kurze Wellen für die Verwendung als Frequenzwandler, Drossel, Kopplungsorgan und dergl. unter Schutz, bei der ein geradliniger oder gebogener Leiter so mit Eisen umkleidet ist, daß praktisch jedes Leiterstück nur von dem Magnetfluß umfast wird, den es selbst erzeugt. In Fig. 4 und 5 sind die einfachsten Anordnungen dieser Art wiedergegeben.

Bei der Verwendung als Frequenzwandler soll die Leistung und der Wirkungsgrad durch Temperaturerhöhung verbessert werden. Das Zusatzpatent 448 387 stellt demzufolge unter Schutz, daß der Wärmezustand in gewünschter Weise eingestellt werden kann. Bei der in Fig. 6 dargestellten Ausführungsform sind die Drähte zickzackartig auf Tragringen angeordnet und das Ganze wie bei Glühlampen in einem Behälter eingebaut. Die Drähte können auch durch einen Hilfsstrom geheizt werden, den man am besten in einer Rhombusschaltung (Fig. 7) zuführt, um

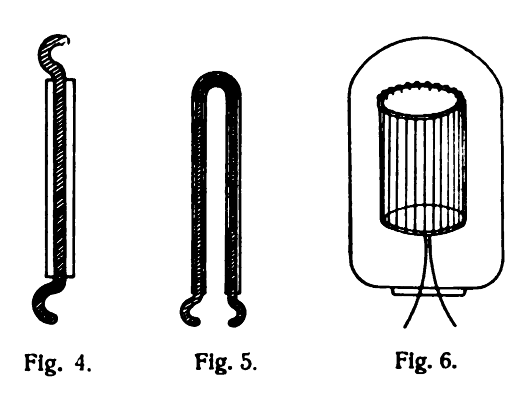


Fig. 4. Fig. 5. Fig. 6.

eine Beeinflussung der Hochfrequenz zu vermeiden. Nach dem Zusatzpatent 448 388 soll das Eisen in Glühzustand bezw. in die Nähe des Glühzustandes bezw. in die Nähe der kritischen Temperatur gebracht werden.

Um bei bifilarer oder zickzackförmiger Anordnung der Drähte zu verhindern, daß sich die Drähte bei Erwärmung

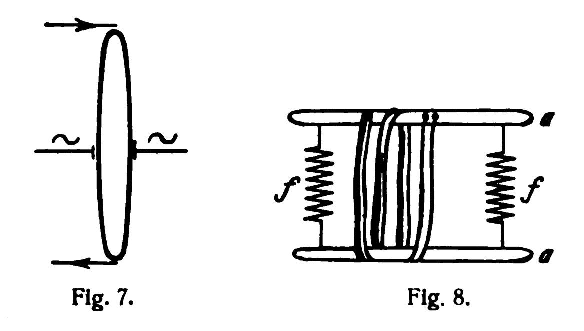


Fig. 7. Fig. 8.

so dehnen, daß sie auseinandergehen oder sich berühren, soll nach dem Zusatzpatent der Stromleiter bifilar und nachgiebig verspannt angeordnet werden. Bei der in Fig. 8 dargestellten Anordnung werden die Träger *a* durch Federn *f* auseinander gehalten, so daß die Drähte immer gespannt sind.

Schaltung von Frequenztransformatoren.

D.R.P. 446 091, Klasse $21a^4$, Gruppe 6 (Lorenz), Pat. vom 22. Juni 1920, ausgegeben am 28. Juni 1927.

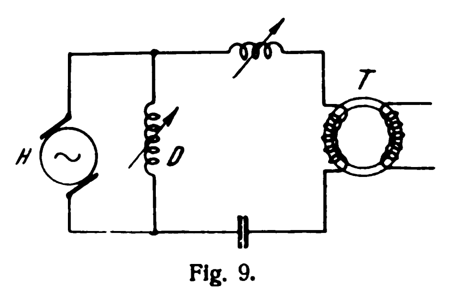


Fig. 9.

formator *T* verbunden ist, wird erfindungsgemäß parallel

Zur Kompensation der wattlosen Ströme einer Hochfrequenzmaschine *H* (Fig. 9), die mit einem Frequenztrans-

zum Frequenzwandlerzweig eine regelbare Drossel D geschaltet.

Schwingungserzeugung durch periodische Gitterentladung.

D.R.P. 445 920, Klasse 21a[4], Gruppe 8 (Lorenz, Scheppmann), Pat. vom 1. Februar 1921, ausgegeben am 20. Juni 1927.

Eine Schwingungserzeugung mittels Röhren ohne Rückkopplung soll mit der in Fig. 10 wiedergegebenen Anord-

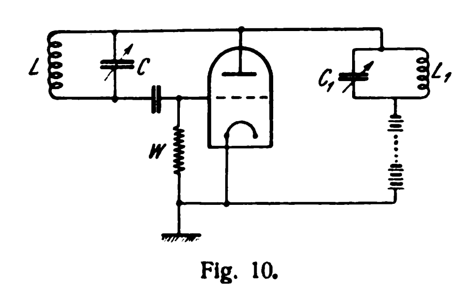


Fig. 10.

nung dadurch erzielt werden, daß zwischen Gitter und Anode ein Schwingungskreis LC angeordnet ist, der mit dem abgestimmten Anodenkreis $L_1 C_1$ nicht gekoppelt ist. Durch einen zwischen Gitter und Kathode geschalteten Widerstand W werden periodische Gitterentladungen hervorgerufen, die die Schwingungserzeugung unterhalten.

Abstimmung von Röhrensendern.

D.R.P. 446 635, Klasse 21a[4], Gruppe 8 (Telefunken), Pat. vom 2. Oktober 1924, ausgegeben am 8. Juli 1927.

Um bei Änderung der Wellenlänge eines Röhrensenders in weiten Bereichen stets die richtige Anodenkopplung zu erhalten, werden bei der Abstimmung Selbstinduktion L (Fig. 11) und Kapazität C gleichzeitig derart geändert, daß

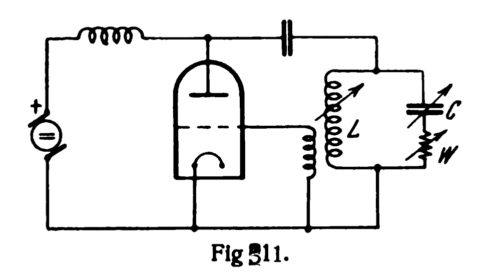


Fig. 11.

der Wirkwiderstand $\frac{L}{C \cdot R}$ nahezu konstant bleibt. Es kann außerdem im Schwingungskreis ein Widerstand W eingeschaltet sein, der ebenfalls mit C und L geändert wird. Bei Verwendung einer geeigneten Metalldrahtglühlampe als Widerstand W kann eine selbsttätige Änderung des Widerstandes erzielt werden.

Schutzeinrichtung für Röhrensender.

D.R.P. 446 474, Klasse 21a[4], Gruppe 8 (Metropolitan Vickers Electrical Co. Ltd.). Pat. vom 27. Mai 1925, Unionspriorität vom 11. Juni 1924, ausgegeben am 4. Juli 1927.

Bei Röhrensendern, deren Gittervorspannung durch gleichgerichteten Wechselstrom erzeugt wird, treten beim Ausbleiben der Gittervorspannung schädliche Überlastungen auf. Erfindungsgemäß wird dies dadurch verhindert, daß beim Ausbleiben der Gittervorspannung durch Zwischenrelais oder unmittelbar Schutzeinrichtungen in Tätigkeit gesetzt werden, die das Arbeiten der Hauptröhre verhindern.

Strombegrenzung bei Röhrensendern.

Brit. Pat. 270 488 (Philips Glocilampenfabrieken, 6. Mai 1926), veröffentlicht am 29. Juni 1927.

Zur Strombegrenzung bei Röhrensendern wird in den betr. Kreis eine Zweielektrodenröhre eingeschaltet. Bei der in Fig. 12 dargestellten Schaltung mit Doppelgitterröhre

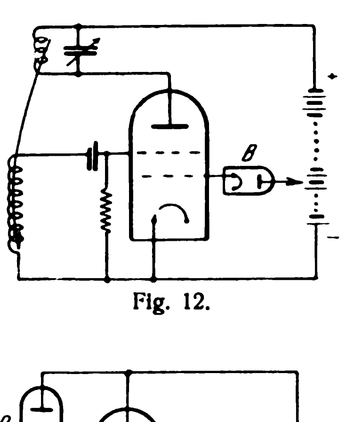


Fig. 12.

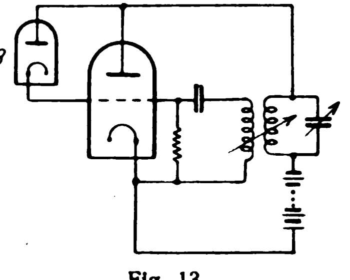


Fig. 13.

liegt eine Begrenzerröhre vor dem Raumladegitter. Bei der in Fig. 13 dargestellten Schaltung kann der Strom von der Anode unmittelbar durch die Begrenzerröhre B zum Gitter fließen, wenn die Anodenspannung einen bestimmten Wert überschreitet.

Erzeugung von Oberwellen.

Brit. Pat. 270 817 (Standard Telephones & Cables, 15. Februar 1926), veröffentlicht am 6. Juli 1927.

Zur Erzeugung von Oberwellen wird der Eingangskreis mit einer Brückenanordnung verbunden, die in ihren Zweigen Widerstände a, b, c (Fig. 14) und Stromquellen 1, 2

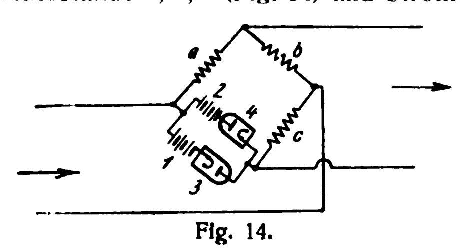


Fig. 14.

enthält. Die beiden Stromquellen 1, 2 in einem Zweig der Brücke sind außerdem mit Gleichrichtern 3, 4 verbunden. Die Ausgangsspannung ist gleich der Differenz der Spannungen an den Widerständen b und c. Bei kleinen Eingangsspannungen wächst die Ausgangsspannung proportional mit der Eingangsspannung. Bei höheren Spannungen tritt dagegen eine Spannungsverzerrung ein, so daß im Ausgangskreis Oberwellen auftreten, die ausgesiebt werden können.

Ringförmiger Piezokristall.

Brit. Pat. 269 935 (Giebe, Scheibe), Deutsche Unionspriorität vom 24. April 1926, veröffentlicht am 22. Juni 1927.

Es wird vorgeschlagen, dem Piezokristall eine ringförmige Form (Fig. 15) zu geben und radial von allen Seiten

eine innen, die andere außen angebracht ist. Es ist auch durch zwei Elektroden a und b zu erregen, von denen die

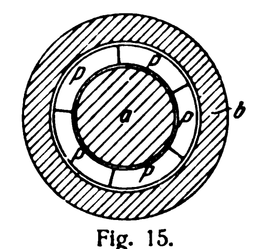


Fig. 15.

möglich, den Ring nur an bestimmten Stellen zu erregen.

Differential-Modulation.

Brit. Pat. 270 749 (Soc. Française, Radio - Electrique, 10. Mai 1926), veröffentlicht am 6. Juli 1927.

Bei der in Fig. 16 dargestellten Differential-Modulation arbeitet ein Generator G über zwei Kreise K_1, K_2, Verstärker V_1, V_2 u. dgl. auf eine gemeinsame Antenne, derart, daß beide Ströme ohne Modulation eine gewisse

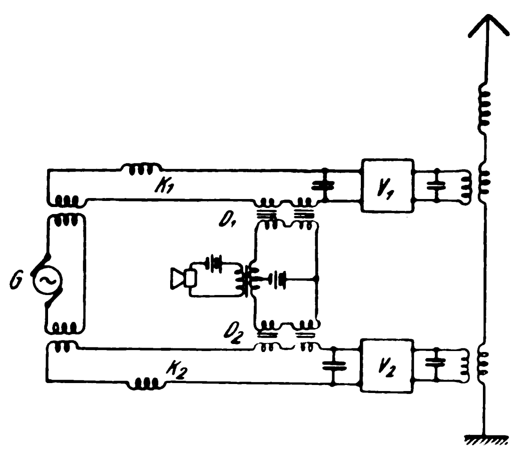


Fig. 16.

Phasenverschiebung (z. B. 150 Grad) besitzen. Die Modulationsströme beeinflussen die Vormagnetisierung von zwei Drosseln D_1 und D_2, durch die die Phasen der beiden vom Generator G übertragenen Ströme beeinflußt werden, so daß die resultierende Amplitude, die in der Antenne auftritt, erhöht bzw. verringert wird.

Modulationsschaltung für Röhrensender.

D.R.P. 446 417, Klasse 21a[4], Gruppe 15 (Loewe), Pat. vom 12. Juli 1923, ausgegeben am 30. Juni 1927.

Bei der in Fig. 17 dargestellten Schwingungsschaltung wird die geeignete Gittervorspannung durch Einschaltung einer Drossel D und einer Batterie B erzielt. Erfindungs-

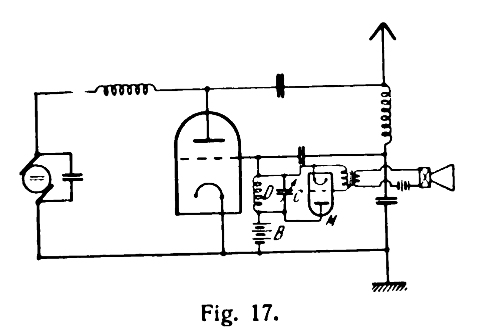


Fig. 17.

gemäß wird parallel zur Drossel D ein Kondensator C gelegt, zu dem parallel (oder in Serie) die Besprechungsröhre M liegt. Der Kondensator C kann bei geeigneter Bemessung die Wirkung der Drossel D aufheben, so daß die Schwingungserzeugung aussetzt. Durch den veränderlichen Widerstand der Besprechungsröhre wird die wirksame Kapazität des Kondensators C verringert und entsprechend beeinflußt.

Messung des Modulationsgrades.

D.R.P. 445 576, Klasse 21a[4], Gruppe 15 (Mandelstam, Papalexi, Leningrad), Pat. vom 4. April 1926, veröffentlicht am 18. Juni 1927.

Die Messung des Modulationsgrades soll gemäß der Erfindung in der Weise erfolgen, daß mit Hilfe eines besonderen Meßinstrumentes das Verhältnis des Maximalwertes der Amplitude des Stromes oder der Spannung zum Effektivwert desselben Stromes oder derselben Spannung ermittelt wird. Dies kann z. B. mit der in Fig. 18 dargestellten

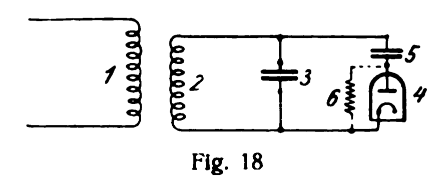


Fig. 18

Anordnung erfolgen. Der modulierte Strom wird von der Spule 1 auf die Spule 2 übertragen, die einmal unmittelbar mit einem Kondensator 3 und andererseits über einen Gleichrichter 4 mit einem zweiten Kondensator 5 verbunden ist. Bei geeigneter Bemessung der Kondensatoren werden an den Kondensatoren 3 und 5 Spannungen auftreten, die dem Effektivwert bzw. dem Maximalwert proportional sind. Mit jedem Kondensator wird ein Elektrometer verbunden und die beweglichen Systeme mechanisch so miteinander verbunden, daß die bewegenden Kräfte gegeneinander wirken. Der Ausschlag eines gemeinsamen Zeigers ist dann proportional dem Verhältnis der beiden Werte.

Es ist nicht immer notwendig, besondere Kapazitäten zu verwenden, da man unter Umständen mit den Eigenkapazitäten der Instrumente auskommen kann. Manchmal ist es zweckmäßig, parallel zum Gleichrichter einen hohen Widerstand 6 zu schalten.

Anstatt die beweglichen Teile der beiden Instrumente miteinander zu verbinden, kann man auch die beiden Zeiger der Instrumente nach dem Prinzip des F e r r i é - Wellenmessers über eine gemeinsame Skala streichen lassen.

Modulation fremdgesteuerter Röhrensender.

D.R.P. 447 844, Klasse 21 a[4], Gruppe 15, Semm, Schäffer, Pat. vom 7. Dezember 1923, ausgegeben am 8. August 1927.

Bei fremdgesteuerten Röhrensendern beeinflußt man gewöhnlich entweder die Steuerröhre oder die fremdgesteuerte Röhre. Beide Verfahren haben Nachteile, die erfindungsgemäß dadurch beseitigt werden sollen, daß die Gitterkreise des Steuersenders und des gesteuerten Senders gleichzeitig beeinflußt werden.

Tasten von Röhrensendern für kurze Wellen.

D.R.P. 447 845, Klasse 21 a[4], Gruppe 16, Telefunken, Pat. vom 26. Juli 1924, ausgegeben am 27. Juli 1927.

Beim Tasten von Röhrensendern für kurze Wellen (150 m und darunter) durch Unterbrechen des Gittergleichstromes treten Schwankungen der Wellenlänge auf. Zur Erzielung einer konstanten Welle beim Tasten soll erfindungsgemäß mit der Antenne ein auf die Sendewelle abgestimmter Schwingungskreis C, L (Fig. 19) gekoppelt werden, der zur Steuerung unterbrochen oder verstimmt



wird. Der Tastkreis C, L kann zu diesem Zweck eine Eisenspule mit Gleichstromvormagnetisierung enthalten

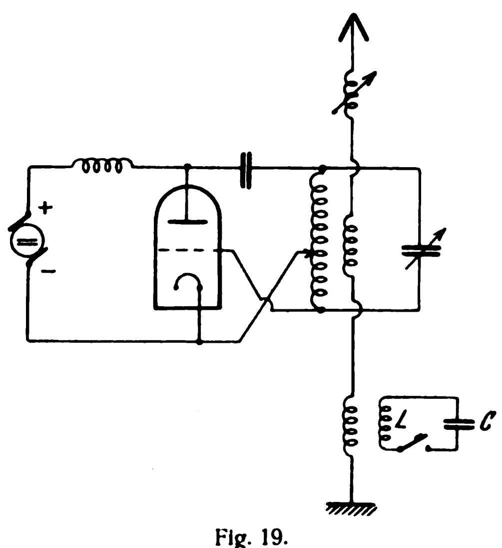


Fig. 19.

und das Tasten durch Ein- und Ausschalten der Gleichstromvormagnetisierung erzielt werden.

Interferenzempfang, insbesondere für kurze Wellen.

D.R.P. 447 546, Klasse $21\,a^4$, Gruppe 24, Telefunken, Pat. vom 25. August 1925, ausgegeben am 23. Juli 1927.

Um am Empfänger die Schwankungen des Interferenztones beim Überlagerungsempfang zu vermeiden, soll erfindungsgemäß der Ueberlagerer eine modulierte Hochfrequenzschwingung erzeugen. Im Empfänger kommt auf diese Weise eine modulierte Zwischenfrequenz zustande, so daß nach Gleichrichtung der Modulationston des Überlagerers zu hören ist, der von Frequenzschwankungen der Hochfrequenz unabhängig ist.

Richtantennen-System.

D.R.P. 446 116, Klasse $21a^4$, Gruppe 46 (Marconi), Pat. vom 6. März 1926, ausgegeben am 28. Juni 1927. — Identisch mit Brit. Pat. 252 272.

Bei Verwendung von parabolischen Reflektoren hängt die Konzentration der Energie von der Reflektorgröße ab. Praktisch ist der Vergrößerung sehr bald eine Grenze gesetzt. Eine Verbesserung soll dadurch erzielt werden, daß

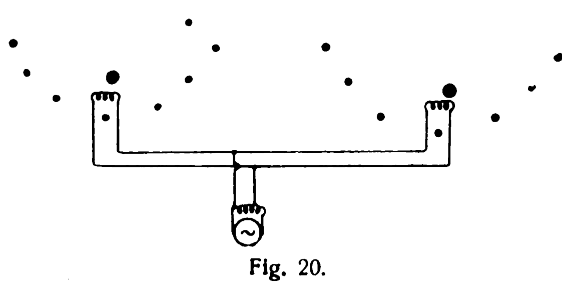


Fig. 20.

mehrere parabolische Reflektoren mit je einer Antenne im Brennpunkt in geeigneter Weise, z. B. in einer Linie rechtwinklig zur Achse, jedes Reflektors aufgestellt und die Antennen phasenrichtig erregt werden. Eine solche Anordnung zeigt Fig. 20.

Mehrfach-Antennenanordnung.

Brit. Pat. 271 414 (Marconi, Plobanski, 28. Mai 1926), veröffentlicht am 13. Juli 1927.

Zur Erzielung bestimmter Resonanzkurven werden mehrere Schwingungskreise miteinander und mit dem gleichen Sender gekoppelt. Einer der Schwingungskreise ist als strahlende Antenne ausgebildet bezw. mit dem Nutzkreis gekoppelt. Bei der in Fig. 21 dargestellten Anordnung sind die Antennen A und n Schwingungskreise B, C,

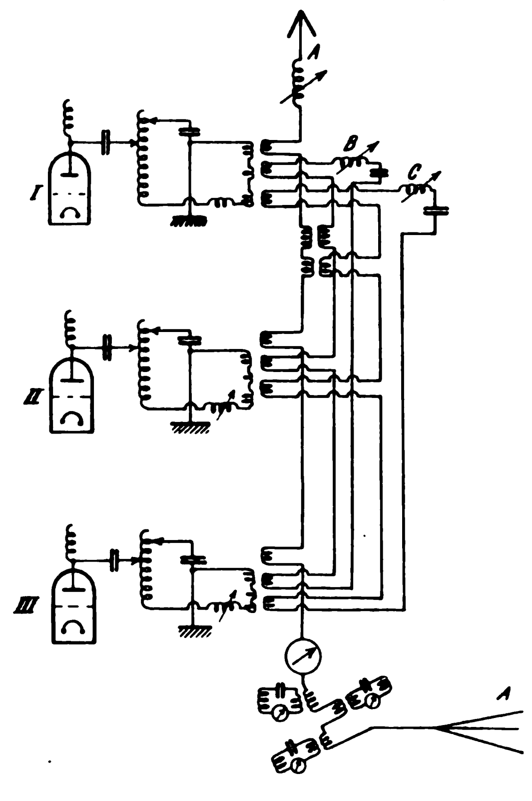


Fig. 21.

D . . . miteinander gekoppelt und durch $(n+1)$ Sender I, II, III . . . erregt.

Binaurale Modulation.

Brit. Pat. 270 001 (Standard Tel. & Cables Co., 2. Febr. 1926), veröffentlicht am 22. Juni 1927.

Zur Binauralen Modulation und Übertragung werden zwei Mikrophone 1 und 2 (Fig. 22) zur getrennten Aufnahme benutzt. Die durch Verstärker 3 und 4 verstärkten Modulationsströme wirken auf zwei Modulationsröhren 5

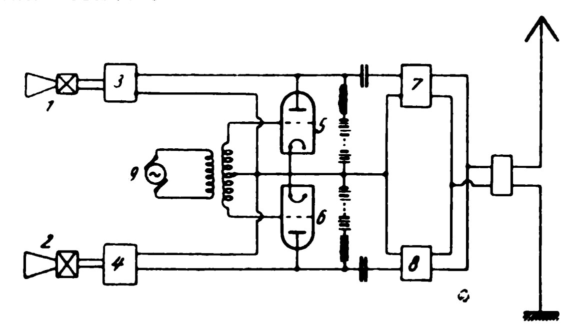


Fig. 22.

und 6 ein, die von einer gemeinsamen Trägerwelle 9 gesteuert werden. Die modulierten Schwingungen gehen durch Filter 7 und 8, die so bemessen sind, daß beim einen das obere Seitenband, beim anderen das untere Seitenband allein durchgelassen wird. Auf der Empfangsseite werden Trägerwelle und beide Seitenbänder zunächst getrennt und auf zwei getrennte Empfänger geleitet.

Kathode für Röhren.

D.R.P. 447 580, Klasse 21 g, Gruppe 13, Siemens & Halske, Pat. vom 10. November 1922, ausgegeben am 27. Juli 1927.

Die Verwendung von Platindrähten als Träger der Oxydschicht bei Oxydkathoden hat den Nachteil, daß der Platindraht leicht brüchig wird. Erfindungsgemäß wird als Träger der Oxydschicht eine Metallchromlegierung verwendet, z. B. Chromnickel, Chromeisen oder Chromnickeleisen. Auch kann den Unterschichten des Oxydüberzuges Chrom beigemengt werden.

Oxyd-Kathode für Röhren.

Brit. Pat. 271 401, Just, Wien, 21. Mai 1926, veröffentlicht am 13. Juli. 1927.

Die Erfindung betr. eine Oxyd-Kathode, die aus einem Metallträger besteht, dessen Schmelzpunkt über 1000 Grad liegt (Kupfer, Platin, Molybdën, Platiniridium, Platinnickel usw.) und der mit ein oder mehreren Sulfiden von Zink, der Erdmetalle oder der seltenen Erden bedeckt ist.

Herstellung von Oxydkathoden für Röhren.

Prit. Pat. 272 449, Rouge, 16. Juli 1926, veröffentlicht am 4. August 1927.

Ein Platin oder Platiniridiumträger wird mit Peroxyd von Barium oder anderen Erdmetallen bedeckt und nach dem teilweisen Entgasen der Röhre der Faden auf 1000 bis 1200 Grad erhitzt, um das Peroxyd in Monoxyd überzuführen.

Befestigung der Heizfäden von Röhren.

Brit. Pat. 271 584, Robinson, 8. März 1926, veröffentlicht am 20. Juli 1927.

Um bei der Erhitzung der Fäden zu erreichen, daß der Faden geradlinig gespannt soll erfindungsgemäß bleibt,

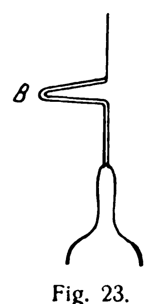


Fig. 23.

zwischen dem Halter und dem Faden ein Bimetallstreifen *B* (Fig. 23) eingeschaltet werden, der durch den Heizstrom mit geheizt wird und die Spannung des Fadens entsprechend regelt.

Synchronisierung beim Fernsehen, Bildübertragung und dergl.

Brit. Pat. 273 227, Clay, 9. Februar 1926, veröffentlicht am 17. August 1927.

Die Synchromisierung beim Fernsehen, Bildübertragung und dergl. soll dadurch erfolgen, daß zu bestimmten Zeitpunkten, z. B. am Ende jeder Linie Ströme mitübertragen werden, die auf der Gegenstation auf entsprechend abgestimmte Kreise einwirken.

Synchronisierung beim Fernsehen, Bildübertragung und dergl.

D.R.P. 447 307, Klasse 21[1] a, Gruppe 32. Karolus, Pat. vom 20. 1. 1926, ausgegeben am 22. Juli 1927.

Zur Synchronisierung soll gemäß der Erfindung die die Zeichen oder Bildmodulation übermittelnde Trägerfrequenz selbst benutzt werden.

Die neuesten deutschen Hochfrequenz-Patente.

Nr.	Klasse und Gruppe	Ausgabetag	Inhalt
*431427	$21a^4/5$	22. 7. 27	Hochfrequenzmaschine f. mehrere Sender
*445 576	$21a^4/15$	18. 6. 27	Messung des Modulationsgrades
*445 652	$21a^4/3$	16. 6. 27	Funkenstrecke
445 678	$21a^4/72$	16. 6. 27	Verteilungsbrett
445 675	$21a^4/22$	16. 6. 27	Störbefreiung
*445 730	$21a^4/1$	18. 6. 27	Erdung von Hochfrequenzanlagen
445 824	$21a^4/22$	21. 6. 27	Störbefreiung
445 838	$21a^4/22$	18. 6. 27	Empfang mit Wellenantenne
445 839	$21a^4/29$	18. 6. 27	Parallelschaltung von Kreisen mit Überrückkopplung
445 840	21c/22	18. 6. 27	Steckkontakt für Hintereinanderschaltung
445 841	21c/22	18. 6. 27	Steckkontakt
445 843	21e/7	22. 6. 27	Frequenz Meßbrücke
*445 920	$21a^4/8$	20. 6. 27	Röhrensender ohne Rückkopplung
446 002	$21a^4/59$	20. 6. 27	Übertragung elektr. Wellen längs Kraftleitungen
446 016	$21a^2/25$	20. 6. 27	Lautsprecher
*446 091	$21a^4/6$	28. 6. 27	Schaltung für Frequenztransformatoren
446 115	$21a^1/32$	4. 7. 27	Synchronisierungseinrichtung
*446 116	$21a^4/46$	23. 6. 27	Richtantenne
446 117	$21a^4/72$	23. 6. 27	Blitzschutz- und Heizschalter
446 175	$21a^2/36$	2. 7. 27	Künstliche Leitung
446 210	21g/13	26. 6. 27	Befestigung von Glühkathoden
446 230	$21a^2/21$	27. 6. 27	Kopfhörerbügel
446 231	$21a^2/21$	29. 6. 27	Kopfhörerbügel
446 237	21g/24	27. 6. 27	Schwingungserzeugung für medizinische Zwecke
446 271	21g/13	27. 6. 27	Speisung v. Röhren aus Mehrphasennetz
446 326	$21a^2/3$	29. 7. 27	Umwandlung akustischer Schwingungen in elektrische
446 416	$21a^4/15$	30. 6. 27	Modulation von Röhrensendern
*446 417	$21a^4/15$	30. 6. 27	Modulation von Röhrensendern
446 418	$21a^4/66$	29. 6. 27	Antennen-Isolator-Kondensator
*446 474	$21a^4/8$	4. 7. 27	Röhrensender
446 475	21g/10	4. 7. 27	Herstellung von Kondensatoren
446 557	$21a^4/24$	9. 7. 27	Schwebungsempfang
446 558	$21a^4/38$	4. 7. 27	Kristalldetektor
*446 635	$21a^4/8$	8. 7. 27	Wellenänderung bei Röhrensendern
446 661	$21a^4/23$	8. 7. 27	Hörempfang ungedämpfter Schwingungen
446 662	$21a^4/57$	5. 7. 27	Mehrfachstufen-Verstärkerschaltung
446 727	21g/24	8. 7. 27	Erzeugung von Diathermieströmen
446 803	$21a^4/22$	11. 7. 27	Störbefreiung.
446 926	$21a^4/29$	20. 7. 27	Neutrodyneschaltung mit Doppelgitterröhren
447 008	$21a^4/77$	20. 7. 27	Stecker
447 079	$21a^2/25$	20. 7. 27	Lautsprecher
447 149	$21a^2/1$	20. 7. 27	Schalldose
*447 150	$21a^4/6$	18. 7. 27	Selbstinduktion für Hochfrequenz
447 201	$21a^2/1$	18. 7. 27	Elektromagnetisches Telephon
447 243	21g/31	23. 7. 27	Herstellung magnetischer Kerne
*447 307	$21a^1/32$	22. 7. 27	Synchronisierungs-Verfahren für Bildtelegraphie
447 363	$21a^1/32$	22. 7. 27	Bildtelegraphie
*447 364	$21a^1/32$	20. 7. 27	Lichtelektrisches Relais
447 407	$21a^2/1$	27. 7. 27	Lautsprecher (Brown)
447 408	$21a^2/1$	21. 7. 27	Lautsprecher (Seibt)
447 414	21c/22	25. 7. 27	Stecker für Röhrensockel
447 482	$21a^4/22$	1. 8. 27	Störbefreiung beim Empfang
447 483	$21a^4/57$	21. 7. 27	Anruf-Einrichtung
447 484	$21a^4/57$	22. 7. 27	Anruf-Einrichtung
*447 546	$21a^4/24$	23. 7. 27	Interfrequenzempfang
*447 580	21g/13	27. 7. 27	Wehnelt Kathode für Röhren
447 620	$21a^2/2$	6. 8. 27	Telephon
447 673	$21a^2/1$	23. 7. 27	Lautsprecher
447 674	$21a^2/18$	8. 8. 27	Mikrophon-Verstärker
447 843	$21a^2/38$	6. 8. 27	Umwandlung akustischer Schwingungen in elektrische
*447 844	$21a^4/15$	8. 8. 27	Modulation fremdgesteuerter Röhrensender
*447 845	$21a^4/16$	27. 7. 27	Tasten von Röhrensendern
447 988	21g/13	9. 8. 27	Röhre
*448 060	$21a^4/1$	2. 8. 27	Kopplung von Erreger- und Verbraucherkreis

Die mit * bezeichneten Patente sind in diesem Heft ausführlicher referiert.



Lichtelektrisches Relais.

D.R.P. 447 364, Klasse 21 a[1], Gruppe 32, Telefunken, Pat. vom 6. Mai 1926, ausgegeben am 20. Juli 1927.

Einige Flüssigkeiten, z. B. die sogenannten flüssigen Kristalle, wie auch verschiedene kolloidale Lösungen (Vanadinpentoxyd), wirken unter dem Einfluß eines elektrischen Feldes bezw. eines hindurchgehenden Stromes doppelbrechend. Zur Verwendung als Lichtrelais für Bildtelegraphie und dergl. soll erfindungsgemäß an eine solche Zelle, wie sie z. B. Fig. 24 zeigt, bei der die Elektroden

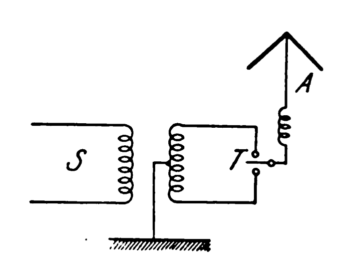


Fig. 24.

a, b zur Lichtsteuerung dienen, mittels der Elektroden A und B ein Hilfsfeld gelegt werden, welches die Flüssigkeitsteilchen bereits so orientiert, daß volle Brechung in einer bestimmten Richtung auftritt.

Kerrzelle für Bildtelegraphie u. dgl.

Brit. Pat. 270 728 (Telefunken, Deutsche Unionspriorität vom 5. Mai 1926), veröffentlicht am 29. Juni 1927.

Zur Beeinflussung der Lichtstärke mittels elektrischer Ströme wird eine Kerrzelle mit geeigneter Flüssigkeit

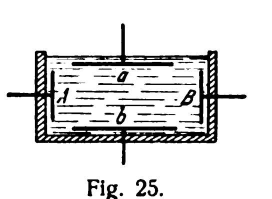


Fig. 25.

(Vanadiumpentoxyd) benutzt. Die Steuerung erfolgt durch die beiden Kondensatorplatten a und b (Fig. 25), während an zwei anderen Elektroden A und B eine Hilfsspannung angelegt ist.

Bücherbesprechungen.

Nautischer Funkdienst 1927. Zusammenstellung aller für die Nautiker wichtigen Angaben über das Funkwesen. 692 Seiten mit einem Nachtrag, der den am 31. März 1927 abgeschlossenen Text auf den Stand vom 31. Mai 1927 bringt. 6. Auflage. Berlin, E. S. Mittler & Sohn, 1927. Preis 6 Mk.

Das von der Marineleitung herausgegebene Buch enthält alles, was für den Funkbetrieb auf See wissenswert ist.

Die einleitenden drei Kapitel geben die internationalen Wachezeiten, d. h. die Zeiten, in denen auf Schiffen mit weniger als drei Telegraphisten die Funkstationen besetzt sind, dann eine Rufzeichenliste mit den Rufzeichen der für die Seefahrt wichtigen drahtlosen Stationen und endlich eine Abhandlung über Funkpeilungen im allgemeinen. Es werden Fremdpeilungen mit Hilfe von Peilfunkstellen (an Land gerichteter Empfänger, an Bord ungerichteter Sender) und Eigenpeilungen, und zwar sowohl solche mit Hilfe von Kreis-Funkbaken (ungerichteter Sender an Land, gerichteter Empfänger an Bord), als auch solche mit Richt-Funkbaken (gerichteter Sender an Land, ungerichteter Empfänger an Bord) besprochen. Dabei wird ausführlich auseinander gesetzt, wie aus den direkten unkorrigierten Funkpeilungen die Funkortung vorzunehmen, d. h. der wahre Ort des Schiffs zu bestimmen ist. Diese Aufgabe wird durch beigegebene graphische Tafeln und Tabellen erleichtert.

Die speziellen Abschnitte beziehen sich auf Folgendes:

I. Peilfunkstellen (siehe oben), d. h. eine Zusammenstellung aller drahtloser Stationen, die für Fremdpeilung in Betracht kommen,

II. Funkbaken-Signale, d. h. ein Verzeichnis der Stationen, die für die Eigenpeilung von Schiffen besonders bestimmt sind.

In entsprechendem Sinne sind folgende Ueberschriften zu verstehen:

III. Zeitsignale,

IV. Wetterberichte und Sturmwarnungen,

V. Eismeldungen,

VI. Nautische Warnnachrichten, d. h. Verzeichnis der Stationen, die Nachrichten von Gefahren für die Schiffahrt oder andere für die Schiffahrt wichtige hydrographische Meldungen übertragen.

VII. Aerztliche Ratschläge für Seeleute durch Funkspruch,

VIII. Küstenfunkstellen,

IX. Notsignale, d. h. Organisation des Funkdienstes im Falle von Seenot.

Das Buch ist natürlich in erster Linie für den praktischen Gebrauch des Seemanns bestimmt. Aber wer überhaupt für drahtlose Telegraphie Interesse hat, wird sich freuen, aus dem Buch zu sehen, welch ungeheure Bedeutung und welche Ausbildung diesem Zweig der wissenschaftlichen Technik in den kaum 30 Jahren seines Bestehens zuteil geworden ist. J. Zenneck.

Einführung in die Physik der Gasentladungen. Von Dr. Rudolf Seeliger, Professor an der Universität Greifswald. IX u. 423 Seiten mit 5 Tafeln u. 184 Abb. im Text, 8°. Leipzig 1927, Verlag von Joh. Ambr. Barth. Brosch. 22 Mk., geb. 24 Mk.

Unsere Kenntnisse von den Gasentladungen haben in den letzten Jahren eine große Bereicherung erfahren. Von der theoretischen Seite hat vor allem die Quanten-Theorie in ihrer Anwendung auf den Bau der Atome in die verwirrende Vielheit der elektrischen Vorgänge in Gasen grundlegende Richtlinien hineingebracht. Andererseits hat die Praxis durch vielseitige und in Anbetracht der unsicheren theoretischen Grundlagen oft überraschend kühne Anwendungen neue Erfahrungen geliefert. Wenn so heute die Vorgänge bei den Gasentladungen in den Grundzügen bekannt sind, so warten noch viele Einzelfragen auf ihre Lösung. Leider zeigen die theoretischen Untersuchungen, daß rein formale mathematische Schwierigkeiten eine befriedigende Lösung in einfacher Form oft unmöglich machen. In diesen Fällen muß man sich mit den empirischen Ergebnissen des Experimentes begnügen, dessen richtige Anwendung und Deutung auf diesen Gebieten jedoch große Erfahrung und Vorsicht fordert.

Bei dieser Sachlage machte sich das Fehlen eines Buches, das die große Zahl der einschlägigen Arbeiten nach



den neuesten Erfahrungen kritisch wertete und einheitlich zusammenfaßte, besonders bemerkbar. Es waren wohl nicht zuletzt die erwähnten Schwierigkeiten bei einer kritischen Bearbeitung des Stoffes, die vor der Abfassung eines solchen Werkes zurückschreckten. So ist es sehr zu begrüßen, wenn R. Seeliger, der durch eigene Arbeiten als Fachmann anerkannt ist, in dem vorliegenden Werk eine Darstellung des neuesten Standes unserer Kenntnisse von den Gasentladungen gibt, wobei Theorie, Experiment und praktische Anwendung mit Geschick ihrer Bedeutung gemäß berücksichtigt werden.

Das Werk macht zunächst in großen Zügen mit den Besonderheiten der Elektrizitätsleitung in Gasen und mit den grundlegenden Begriffen der Ionentheorie und der Kinematik der Entladungsträger bekannt. Es folgen Abschnitte über die allgemeinen Eigenschaften der selbständigen Entladungen und über die Townsend-Entladungen, das sind solche, bei denen Raumladungen keine entscheidende Rolle spielen und deren Behandlung sich demgemäß einfacher gestaltet. Die Berücksichtigung der Raumladung bringt erhebliche Schwierigkeiten mit sich, und so sind die folgenden Abschnitte über die Glimmentladung und die Bogenentladung und über die Theorie der raumladungsbeschwerten Entladungsform besonders ausführlich. Das Buch schließt mit Anmerkungen und Zusätzen, in denen theoretische Ableitungen und die Literaturangaben enthalten find. Durch die Abtrennung dieser Anmerkungen wird der Text fließender lesbar.

Die Darstellung ist so gehalten, daß das Werk als Ganzes ein geschlossenes Lehrbuch zur Einführung bildet. Man erkennt, daß dem Verfasser Lehrerfahrungen von Vorträgen und Vorlesungen zur Verfügung standen: das Verständnis des Textes wird durch schematische Abbildungen unterstützt und der Inhalt durch zahlreiche Tabellen und Kurvenbilder bereichert. Ein ausführliches Sachverzeichnis macht das Buch als Nachschlagewerk für den Fachmann geeignet. Der klare Druck und die sorgfältige Ausführung der Abbildungen erleichtern sehr das Lesen.

Es könnte scheinen, daß die Gasentladungen in der Hochfrequenzphysik die führende Rolle, die sie in der ersten Zeit beim Funken- und beim Lichtbogengenerator hatten, verloren haben. Neueste Entwicklungen weisen jedoch wieder auf den Lichtbogen als ergiebigste Elektronenquelle für Steuerröhren hin. Sicher tritt die Bedeutung der Gasentladungen bei Nebenerscheinungen immer mehr hervor: es sei nur an Hochspannungsfragen beim Senderbau und an Schaltvorgänge erinnert. Auch sind die reinen Elektronenströmungen im Hochvakuum als Grenzfall der Gasentladungen zu betrachten und zeigen viele gemeinsame Eigenschaften. So wird auch dem Hochfrequenzphysiker das Werk von Seeliger wertvoll und willkommen sein.

E. Mauz.

Die Verwertung der freien Elektronen (Elektronentechnik). Von Dr. H. Greinacher, Professor der Physik an der Universität Bern. 38 Seiten mit 35 Abb., 8°. Bern und Leipzig 1927, Verlag Paul Haupt. Geh. 1,80 Mk.

Das Heftchen bringt den Inhalt eines Vortrages über die praktischen Anwendungen der freien Elektronenströmungen (Elektronentechnik). Der Text, dem zahlreiche Abbildungen beigegeben sind, ist allgemein verständlich gehalten (ohne Mathematik). Außer den Anwendungen der Elektronenröhren in der Hochfrequenztechnik werden u. a. behandelt: Röntgenröhren, Kathodenstrahlröhren, lichtelektrische Zellen.

Da nach des Verfassers eigener Kennzeichnung eine Skizze vorliegt, kann Vollständigkeit nicht erwartet werden. Es sind jedoch die wichtigsten Anwendungen der freien Elektronenströmungen in ihren physikalischen Zusammenhängen klar herausgearbeitet und es wird auf zahlreiche interessante Sonderanwendungen hingewiesen. Bei den photographischen Bildern wäre teilweise größere Feinheit in der Wiedergabe wünschenswert. Die Ausführungen geben einen anregenden Ueberblick und werden auch vom Fachphysiker wegen ihres flüssigen Stils gern gelesen werden.

E. Mauz.

Briefwechsel zwischen Carl Friedrich Gauss und Christian Ludwig Gerling. Hgg. i. A. der Gesellschaft zur Beförderung der gesamten Naturwissenschaften zu Marburg von Cl. Schaefer, o. ö. Prof. d. Phys. an d. Univ. Breslau. XX u. 820 S., gr. 8°. Berlin 1927, O. Elsner. Br. 35 Mk., geb. 40 Mk.

Diese wertvolle und sehr schön ausgestattete Veröffentlichung ist eine Gabe zur 400-Jahrfeier der Universität Marburg von der im Titel genannten Gesellschaft, die bei dieser Gelegenheit einem verdienten Marburger Naturforscher, einem Lieblingsschüler des „princeps mathematicorum“, ein Denkmal setzen und zugleich einen Beitrag zur Gauss-Forschung liefern wollte. C. L. Gerling, der von 1817 bis 1864 Professor der Mathematik, Physik und Astronomie in Marburg war, hat sich zwar auf keinem seiner zahlreichen Interessengebiete, die sämtlich auch in diesem Briefwechsel oft berührt werden, durch rein wissenschaftliche Entdeckungen einen dauernden Namen erworben: um so bedeutender aber sind seine Leistungen als geschickter Experimentator und Organisator, im Unterricht und in der praktischen Anwendung der Wissenschaft: er war der Schöpfer eines für die damalige Zeit hervorragenden physikalischen Instituts mit Sternwarte, der immer wiedergewählte Dekan und Prorektor in Marburg, der Verfasser fortschrittlicher Lehrbücher, der Leiter der großen Triangulation des Kurfürstentums Hessen. Von all diesen Tätigkeiten geben die vorliegenden Briefe interessante Kunde, die um so wertvoller ist, als ein Gauss hier um Rat gefragt wird und aus dem reichen Schatze seines Wissens und eigenen Forschens die theoretischen Mittel zur Lösung der praktischen Aufgaben angibt. Eben dadurch wird das Werk zu einer inhaltreichen Fundgrube für die gesamte Geschichte der Wissenschaft und Technik der ersten Hälfte des 19. Jhs. Biographisch-literarische Anmerkungen und ein treffliches Register erleichtern die Auswertung. Am ergiebigsten fließt die Quelle für die Geschichte der Geodäsie (Ausbildung der Methode der kleinsten Quadrate, Erfindung des Heliotrops), der astronomischen Beobachtungen und Berechnungen sowie der Lehre vom Erdmagnetismus. Auch für die Geschichte der reinen Mathematik findet sich manches Wichtige, so über die (vergeblich versuchte) Beseitigung der Exhaustionsmethode aus der Stereometrie, die Konstruktion des 17-Ecks und die nichteuklidische Geometrie. (Von der bekannten Mitteilung des Marburger Juristen Schweikart über seine Astralgeometrie, einer Beilage zu einem Briefe Gerlings an Gauss, ist ein Faksimile beigegeben.) Endlich lenke ich noch insbesondere die Aufmerksamkeit auf mehrere Beiträge zur Vorgeschichte der Telegraphie. S. 214, 219, 253 f., 261 ff. stellt Gauss seine Methode des „telegraphischen Signalisierens“ mit seinem Heliotrop dar; S. 404, 423, 443 f., 447 f., 455 f. berichtet er über seine Induktionsversuche und seine „magnetogalvanische Telegraphie“. Auch die Versuche Sömmerings, v. Schillings und Wheatstones werden auf S. 451, 448, 723 gelegentlich erwähnt.

Dietrich Mahnke.



Band 30 **November 1927** **Heft 5**

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie
Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

INHALT

Manuskripte für das Jahrbuch, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an die Schriftleitung Dr. E. Mauz, Greifswald, Physikalisches Institut, zu senden. — Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen. — Abonnements und Inserate sind zu richten an die Verlagsbuchhandlung M. Krayn, Berlin W 10, Genthiner Straße 39, Postscheck-Konto Berlin 32647.

Die Vergrößerung des Empfangsbereiches bei Doppelrahmen und Doppelcardioidenanordnungen durch Goniometer.

Von **A. Esau**, Jena.

In einer früheren Arbeit sind die Richtcharakteristiken verschiedener Antennenkombinationen behandelt worden, die entweder aus zwei ungerichteten bzw. gerichteten (Rahmen-)Antennen bestanden oder aber, wie bei der Doppelcardioidenanordnung, aus zwei gerichteten und zwei ungerichteten. Dieses letzte System hat in der Praxis wegen seines günstigen Verhaltens atmosphärischen Störungen gegenüber, insbesondere bei langen und mittleren Wellen, eine große Bedeutung erlangt.

Es leidet jedoch an dem Übelstand, daß die Empfangsrichtung nicht beliebig gewählt werden darf, sondern durch die Lage der Verbindungslinie der kombinierten Systeme einigermaßen bestimmt ist. Will man mit einer gegebenen Anordnung Wellen empfangen, deren Einfallsrichtung von der Standlinie der Antennen abweicht, so muß man zunächst eine Abnahme der Empfangsintensität in Kauf nehmen, die um so kräftiger ausfällt, je größer der Winkel zwischen beiden wird.

Außerdem tritt aber, was erheblich bedenklicher erscheinen muß, eine ungünstigere Form der Charakteristik auf und damit eine Verschlechterung der Störungsfreiheit sowohl in bezug auf fremde Wellen als auch Luftstörungen, die den praktischen Wert der Anordnung stark herabsetzt.

Um aus allen Winkelrichtungen einwandfrei empfangen zu können, würde es notwendig sein, eine Reihe von solchen Systemen sternartig anzuordnen, was die Anlage außerordentlich verteuern würde.

Es fragt sich nun, ob eine technisch einfachere und billigere Lösung der Aufgabe nicht durch Anwendung von Goniometern in jedem der Teilsysteme gefunden werden kann oder in noch besserer Form dadurch, daß zu dem einen System noch ein zweites, gleich gebautes hinzugenommen wird derart, daß die beiden Randlinien sich senkrecht schneiden und daß beide gleichzeitig auf eine Goniometeranordnung arbeiten, die im Gegensatz zu den Goniometern der Einzelantennen als Hauptgoniometer bezeichnet werden soll.

Wenn eine praktisch brauchbare Lösung unter Verwendung von 4 Einzelsystemen gefunden werden kann, wobei nicht nur die resultierenden Empfangsamplituden, sondern auch die Störungsfreiheit für alle Empfangsrichtungen der Wellen keine oder nur unwesentliche Nachteile gegenüber der früheren Anordnung aufweisen sollen, so ist damit jedenfalls eine weitergehende Ausnutzung jener Systeme geschaffen worden, die praktisch von nicht unerheblicher Bedeutung sein dürfte.

Die vorliegende Arbeit wird sich demnach mit dem Verhalten derartiger Goniometersysteme gegenüber beliebig einfallenden und polarisierten Wellen befassen, wobei nicht nur Doppelcardioiden, sondern auch Doppelrahmensysteme untersucht werden sollen.



I. Doppelrahmenanordnung, bestehend aus 2 Kreuzrahmen mit Goniometern.

Ersetzt man in einer früher beschriebenen Doppelrahmenanordnung jeden der beiden im Abstand d voneinander befindlichen Einfachrahmen durch zwei senkrecht zueinander liegende Rahmen (Kreuzrahmen), die mit den beiden Feldspulen eines Goniometers verbunden sind (Fig. 1), so

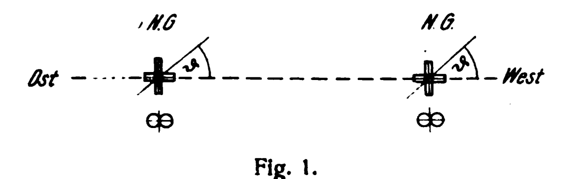


Fig. 1.

lautet die Gleichung der Charakteristik der Kombination

$$r = 2a\left\{(\cos\alpha \cos\gamma + \sin\alpha \sin\beta \sin\gamma)\cos\vartheta + (\sin\alpha \cos\gamma + \cos\alpha \sin\beta \sin\gamma)\sin\vartheta\right\}\sin\left(\frac{\pi d}{\lambda}\cos\alpha \cos\beta\right)$$

wo ϑ den Winkel bedeutet, den die Drehspule des Goniometers mit der Ost-West-Feldspule bzw. des Ost-West-Rahmens bildet (s. Fig. 1).

1. $\gamma = 0$; $\beta = 0$; (Normalpolarisierte horizontal einfallende Wellen.)

Unter diesen Voraussetzungen geht die obige Gleichung über in die folgende:

$$r = 2a\cos(\alpha - \vartheta)\sin\left(\frac{\pi d}{\lambda}\cos\alpha\right).$$

Abhängigkeit der Amplitude r von der Stellung der Goniometerdrehspule.

Variiert man in der letzten Gleichung α und bringt man die Drehspulen der beiden Goniometer immer in eine solche Stellung, daß $\alpha = \vartheta$ wird, so erhält man die maximale Empfangsintensität aus der Gleichung

$$r_{max} = 2a\sin\left(\frac{\pi d}{\lambda}\cos\alpha\right).$$

Sie ist abhängig von der Größe des Einfallswinkels α und dem Verhältnis

$$\frac{\text{Abstand der Antennen}}{\text{Wellenlänge}} \quad \frac{d}{\lambda}.$$

Wie aus der Figur ersichtlich (Fig. 2, Kurve I), nimmt sie zunächst mit wachsendem α nur langsam ab, um dann bei

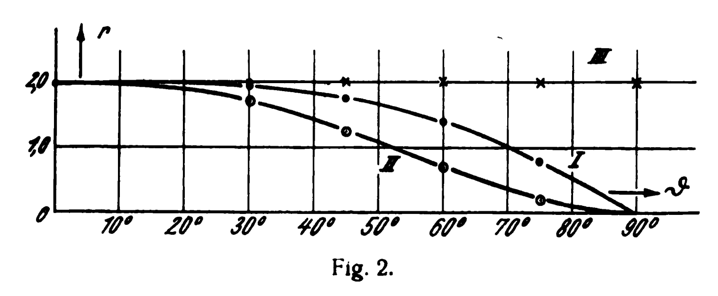


Fig. 2.

Überschreiten des Wertes $\alpha = 45°$ immer rascher zu Null zu werden, was eintritt, wenn die Wellen senkrecht zur Standlinie der Antennen einfallen ($\alpha = 90°$).

Vergleicht man hiermit die Abnahme der Amplitude r bei der aus zwei Einfachrahmen bestehenden Anordnung (ohne Goniometer), so ergibt sich, daß der Abfall hierbei ein viel stärkerer ist, besonders bei höheren Werten des Einfallswinkels α (Kurve II).

Kurve III würde man erhalten, wenn im letzteren Fall die Standlinie so bewegt wird, daß ihre Richtung immer mit der der einfallenden Welle zusammenfällt (Kurve III). Bei den in Frage kommenden Abmessungen der Anordnung ist die praktische Ausführung der Drehbarkeit natürlich ausgeschlossen.

Durch die Anwendung des Goniometers ist also eine Vergrößerung der Empfangsamplitude erzielt worden, die insbesondere bei größeren Einfallswinkeln hervortritt mit Ausnahme von $\alpha = 90°$, wo beide Anordnungen nicht empfangsfähig sind.

Abhängigkeit der Richtschärfe der Charakteristik von der Stellung ϑ der Goniometerdrehspule.

Setzt man in der Gleichung

$$r = 2a\cos(a - \vartheta)\sin\left(\frac{\pi d}{\lambda}\cos\alpha\right)$$

für den Drehwinkel ϑ bestimmte Werte ein und variiert man dann den Einfallswinkel α, so erhält man die entsprechenden Amplitudenwerte r, aus denen man Schlüsse auf die Richtschärfe und damit die Störungsfreiheit der Anordnung ziehen kann.

In der folgenden Tabelle ist die Berechnung der r-Werte für verschiedene Stellungen der Drehspule durchgeführt worden unter der Annahme $\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{2}$.

$\alpha - \vartheta$	$\vartheta = 0$	30°	45°	60°	$\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{20}$, $\vartheta = 0$	$\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{20}$, $\vartheta = 30°$
0°	$r = 2{,}00\,a$	$r = 1{,}96\,a$	$r = 1{,}79\,a$	$r = 1.41\,a$	$r = 0{,}314\,a$	$r = 0{,}272\,a$
15°	1,93 a	1,73 a	1,37 a	0,77 a	0,293 a	0,215 a
30°	1,63 a	1,22 a	1,69 a	0,00 a	0,236 a	0,136 a
45°	1,27 a	0,56 a	0,00 a	0,56 a	0,157 a	0,051 a
60°	0,71 a	0.00 a	0,40 a	0,71 a	0,079 a	0.00 a
75°	0,21 a	0,21 a	0,37 a	0,47 a	0,021 a	
90°	0,00 a	0,00 a	0.00 a	0,00 a	0.00 a	0.00 a
	$\frac{r_{15°}}{r_{max}} = 0{,}97$	0,88	0,77	0,55	0,93	0.80
	$\frac{r_{30°}}{r_{max}} = 0{,}85$	0,62	0,39	0,00	0,75	0,50
	$\frac{r_{45°}}{r_{max}} = 0{,}64$	0,29	0,00	0,40	0,50	0,19
	$\frac{r_{60°}}{r_{max}} = 0{,}36$	0,00	0,22	0,50	0,25	0,00
	$\frac{r_{75°}}{r_{max}} = 0{,}11$	0.11	0,21	0,33	0,07	0,07

Aus der Tabelle geht hervor (s. auch Fig. 3), daß im Gegensatz zu der Anordnung ohne Goniometer ($\vartheta = 0$) außer dem Verschwinden der Empfangsintensität bei $(\alpha - \vartheta) = 90°$ noch eine zweite Nullstelle auftritt, die sich mit wachsendem ϑ mehr und mehr nach kleineren Winkelwerten $(\alpha - \vartheta)$ verschiebt.

Außerdem verändert sich die Richtschärfe der Charakteristik und damit die Störungsfreiheit für die verschiede-

nen Stellungen der Drehspule, wie aus den Quotienten $\frac{r_{\alpha-\vartheta}}{r_{max}}$ hervorgeht (s. auch Fig.). Sie wird ganz beträchtlich größer als bei der goniometerlosen Anordnung für Winkeldifferenzen $(\alpha-\vartheta) < 60°$, während sie für darüber hinausgehende Werte kleiner wird.

Fremde Wellen, deren Einfallsrichtungen kleine Winkel mit der Standlinie der Antennen bilden, werden also bei der Goniometeranordnung erheblich weniger störend in die Erscheinung treten als bei der normalen Ausführung.

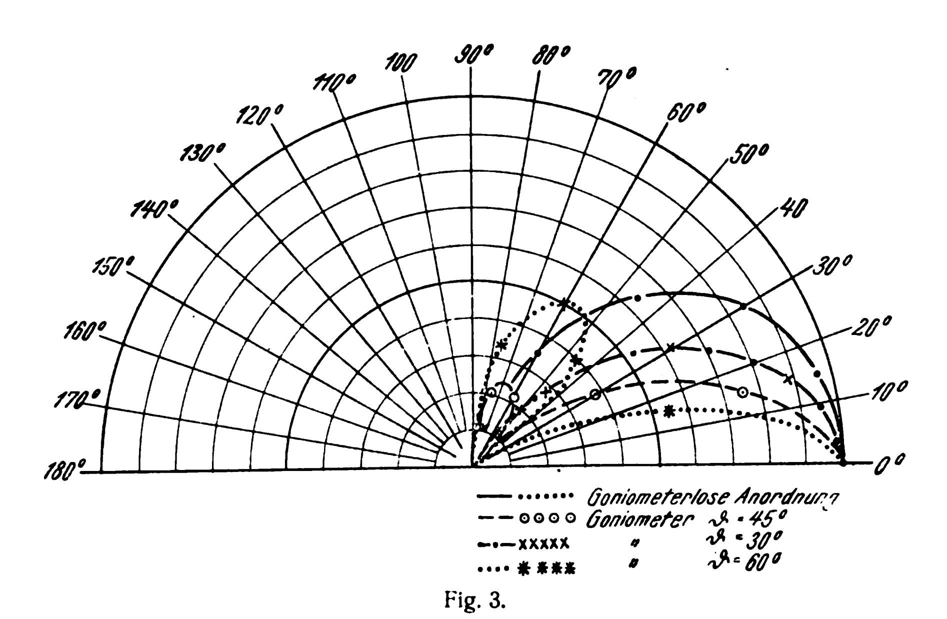


Fig. 3.

Auch bei sehr kleinen Antennenabständen $\left(\frac{\pi d}{\lambda} < \frac{1}{10}\right)$ bleibt das günstige Verhalten der neuen Anordnungen bestehen.

2. $\gamma = 0$; $\beta \gtreqless 0$. (Geneigt einfallende, normal polarisierte Wellen.)

Für geneigt einfallende, aber normal polarisierte Wellen erhält man als Gleichung der Charakteristik den Ausdruck

$$r = 2\,a \cos(\alpha - \vartheta) \sin\left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos\alpha \cos\beta\right)$$

In der folgenden Tabelle sind eine Reihe von r-Werten berechnet für verschiedene Werte des Neigungswinkels β. Es wird dabei die Drehspule des Goniometers so eingestellt, daß $\alpha - \vartheta = 0$ ist.

	$\vartheta = 0$	30°	45°	60°
$\beta = 0°$	$r = 2{,}00\,a$	$r = 1{,}96\,a$	$r = 1{,}79\,a$	$r = 1{,}41\,a$
30°	$1{,}96\,a$	$1{,}85\,a$	$1{,}62\,a$	$1{,}26\,a$
60°	$1{,}79\,a$	$1{,}26\,a$	$1{,}05\,a$	$0{,}77\,a$
90°	$0{,}00\,a$	$0{,}00\,a$	$0{,}00\,a$	$0{,}00\,a$
$\frac{r_{\beta=30°}}{r_{\beta=0°}} =$	0,98	0,94	0,90	0,90
$\frac{r_{\beta=60°}}{r_{\beta=0°}} =$	0,90	0,64	0,59	0,55

Es ergibt sich, daß die Störungsfreiheit der Goniometeranordnung auch bei geneigt einfallenden Wellen der der gewöhnlichen nicht unbeträchtlich überlegen ist, was besonders bei den größeren Neigungen sehr deutlich in die Erscheinung tritt.

3. $\gamma \gtreqless 0$; $\beta = 0$. (Horizontal einfallende, anormalpolarisierte Wellen.)

Die Gleichung der Charakteristik lautet im vorliegenden Fall

$$r = 2\,a \cos\gamma \cos(\alpha - \vartheta) \sin\left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos\alpha\right)$$

Fallen die Wellen horizontal ein und ist ihre Polarisation nicht mehr normal ($\gamma \gtreqless 0$), so tritt eine Abnahme der Empfangsamplitude r ein, die umso größer ausfällt, je stärker die Polarisationsebene aus der normalen Lage herausgedreht ist. Im übrigen wird aber an dem Verlauf der Charakteristik, d. h. der daraus sich ergebenden Störungsfreiheit der Anordnung nichts geändert.

Bei den Berechnungen ist vorausgesetzt worden, was auch bei den folgenden geschehen soll, daß die Stellung der Drehspulen in beiden Goniometern die gleiche ist. Läßt man diese Annahme fallen, so ändern sich die Gleichungen der Charakteristiken und zwar treten zwei Winkel ϑ_1 und ϑ_2 auf. Für den Fall horizontal einfallender Wellen mit normaler Polarisation würde sie beispielsweise lauten

$$r = 2\,a \sqrt{\left\{\cos(\alpha - \vartheta_1) - \cos(\alpha - \vartheta_2)\right\}^2 + 4\cos(\alpha - \vartheta_1) \cos(\alpha - \vartheta_2) \sin^2\left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos\alpha\right)}.$$

Sie geht für $\vartheta_1 = \vartheta_2 = \vartheta$ über in die benutzte

$$r = 2\,a \cos(\alpha - \vartheta) \sin\left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos\alpha\right)$$

II. Antennenanordnung bestehend aus 4 Kreuzrahmen mit Goniometern.

Fügt man zu der vorhergehenden Anordnung noch eine zweite genau gleiche derart hinzu, daß die beiden Standlinien der beiden Paare einander senkrecht schneiden, d. h. die Kreuzrahmen die Ecken eines Rhombus bilden

(s. Fig. 4), so erhält man für die Charakteristik die Gleichung

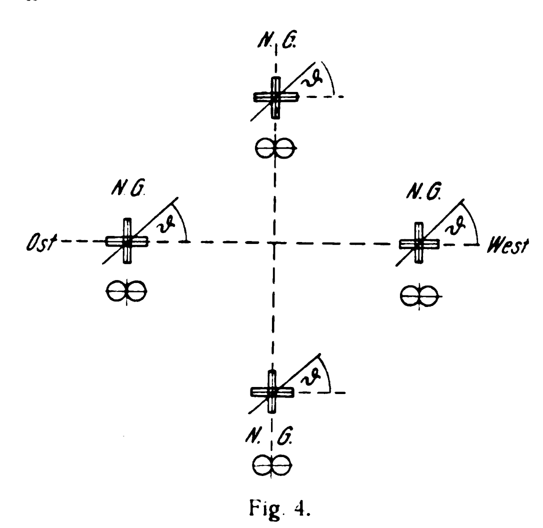


Fig. 4.

$$r = 2a\Big\{(\cos\alpha\cos\gamma + \sin\alpha\sin\beta\sin\gamma)\cos\vartheta + (\sin\alpha\cos\gamma + \cos\alpha\sin\beta\sin\gamma)\sin\vartheta\Big\}\sqrt{\sin^2\left(\frac{\pi d}{\lambda}\cos\alpha\cos\beta\right) + \sin^2\left(\frac{\pi d}{\lambda}\sin\alpha\cos\beta\right)}$$

Aus der Tabelle geht zunächst hervor, daß bei der vorliegenden Anordnung die maximale Empfangsamplitude abhängig ist von der Stellung der Goniometerdrehspulen ($a = \vartheta$) und zwar erreicht sie ihren höchsten Wert, wenn der Einfallswinkel a bzw. der Drehwinkel $\vartheta = 45°$ wird.

Es tritt hier also im Gegensatz zu der vorhergehenden Anordnung niemals eine Abnahme ein, sondern stets eine Zunahme, die über den bei dem goniometerlosen System ereichbaren Wert sogar noch hinausgeht. (2,53a anstatt 2,00 a).

Der Verlauf der Richtcharakteristik ist abhängig von der Stellung ϑ der Goniometerdrehspulen. Die sich ergebenden Kurven sind gegenüber der normalen etwas verzerrt, so daß sich teils größere, teils kleinere Richtschärfen und damit bessere und schlechtere Störungsfreiheiten der Anordnung ergeben. Die Abweichungen sind also im Großen und Ganzen nicht sehr beträchtlich, sie gleichen sich teilweise aus, so daß praktisch die Verzerrungen nicht ins Gewicht fallen dürften.

Einfluß des Verhältnisses $\frac{d}{\lambda}$ auf die Charakteristik.

Macht man $\frac{d}{\lambda}$ sehr klein (extra gleich $^1/_{10}$), so geht die Gleichung für die Richtcharakteristik über in die folgende

$\alpha - \vartheta$	$\vartheta = 0$	$\vartheta = 30°$	$\vartheta = 45°$	$\vartheta = 60°$	$\vartheta = 75°$	$\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{20}$, $\vartheta = 0$	$\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{20}$, $\vartheta = 30°$
0°	$r = 2{,}00\,a$	$r = 2{,}40\,a$	$r = 2{,}53\,a$	$r = 2{,}40\,a$	$r = 2{,}14\,a$	$r = 0{,}314\,a$	$r = 0{,}314\,a$
15°	1,93 a	2,45 a	2,32 a	2,07 a	1,93 a	0,303 a	0,303 a
30°	1,69 a	2,08 a	1,85 a	1,73 a	1,85 a	0,272 a	0,272 a
45°	1,27 a	1,51 a	1,41 a	1,51 a	1,69 a	0,222 a	0,222 a
60°	0,71 a	1,00 a	1,07 a	1,20 a	1,27 a	0,157 a	0,157 a
75°	0,21 a	0,56 a	0,62 a	0,65 a	0,62 a	0,082 a	0,082 a
90°	0,00 a	0,00 a	0,00 a	0,00 a	0,00 a	0,00 a	0,00 a
	$\frac{r_{15°}}{r_{max}} = 0{,}97$	1,02	0,92	0,86	0,90	0,97	0,97
	$\frac{r_{30°}}{r_{max}} = 0{,}85$	0,87	0,73	0,72	0,86	0,86	0,86
	$\frac{r_{45°}}{r_{max}} = 0{,}64$	0,63	0,63	0,63	0,79	0,70	0,70
	$\frac{r_{60°}}{r_{max}} = 0{,}36$	0,42	0,42	0,50	0,60	0,50	0,50
	$\frac{r_{75°}}{r_{max}} = 0{,}11$	0,23	0,24	0,27	0,29	0,26	0,26

1. $\gamma = 0$; $\beta = 0$ (Normal polarisierte, horizontal einfallende Wellen.)

Die obige Gleichung geht unter den gemachten Voraussetzungen über in die folgende

$$r = 2a\cos(\alpha - \vartheta)\sqrt{\sin^2\left(\frac{\pi d}{\lambda}\cos\alpha\right) + \sin^2\left(\frac{\pi d}{\lambda}\sin\alpha\right)}$$

In der folgenden Tabelle sind eine Reihe von r-Werten zusammengestellt, die nach dieser Formel berechnet worden sind, wobei $\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{2}$ angenommen worden ist.

$$r = \frac{2a\pi d}{\lambda}\cos(\alpha - \vartheta).$$

Aus ihr ergibt sich, daß die Maximalamplitude unabhängig vom a oder ϑ ist, (da ja die Einstellung immer so gewählt werden soll, daß $a - \vartheta = 0$ wird). Ihr Betrag ist $\frac{2a\pi d}{\lambda}$.

Je kleiner also das Verhältnis $\frac{d}{\lambda}$ gemacht wird, umso geringer ist die Zunahme der Empfangsintensität über den normalen Betrag hinaus. Was die Richtschärfe der

Charakteristik unter diesen Verhältnissen betrifft, so ergibt sich aus den beiden letzten Colonnen der vorhergehenden Tabelle zunächst, daß sie unabhängig ist vom Einfallwinkel α der Wellen bzw. der Stellung ϑ der Drehspule. Sie ist aber besonders für größere α-Werte nicht ganz so gut, wie bei größerem Verhältnis $\frac{d}{\lambda}$. Es wird sich also zwecks Erzielung einer möglichst günstigen Richtschärfe empfehlen, das Verhältnis $\frac{d}{\lambda}$ nicht zu klein zu wählen; zweckmäßig wird man es wohl in die Gegend $\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{4}$ bis $\frac{1}{6}$ legen.

Geneigt einfallende Wellen ($\beta \gtrless 0$) werden schwächer aufgenommen werden, als horizontal ankommende und zwar umso mehr, je größer der Neigungswinkel wird.

Was den Einfluß einer nicht normalen Polarisation betrifft, so bewirkt sie auch im vorliegenden Falle genau wie zuvor nur eine Amplitudenänderung, nicht aber eine Änderung der Richtschärfe der Charakteristik.

1. $\gamma = 0$; $\beta = 0$. (Normal polarisierte, horizontal einfallende Wellen.)

Bei horizontalem Welleneinfall und normaler Polarisation geht die allgemeine Gleichung der Charakteristik

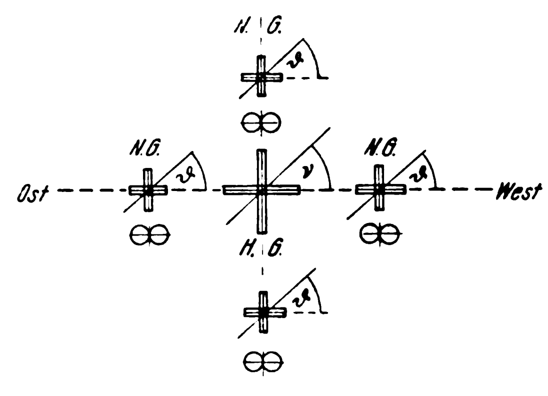


Fig. 5.

$\alpha - \vartheta$	$\vartheta = 0$	$\vartheta = 15^\circ$	$\vartheta = 30^\circ$	$\vartheta = 45^\circ$	$\vartheta = 60^\circ$	$\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{20}$, $\vartheta = 0$	$\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{20}$, $\vartheta = 30^\circ$
0°	$r = 2{,}00\,a$	$r = 2{,}14\,a$	$r = 2{,}40\,a$	$r = 2{,}53\,a$	$r = 2{,}40\,a$	$r = 0{,}314\,a$	$r = 0{,}314\,a$
15°	$1{,}93\,a$	$2{,}18\,a$	$2{,}05\,a$	$2{,}30\,a$	$2{,}06\,a$	$0{,}292\,a$	$0{,}292\,a$
30°	$1{,}69\,a$	$1{,}90\,a$	$1{,}90\,a$	$1{,}63\,a$	$1{,}50\,a$	$0{,}236\,a$	$0{,}236\,a$
45°	$1{,}27\,a$	$1{,}32\,a$	$1{,}18\,a$	$1{,}00\,a$	$1{,}49\,a$	$0{,}157\,a$	$0{,}157\,a$
60°	$0{,}71\,a$	$0{,}64\,a$	$0{,}50\,a$	$0{,}94\,a$	$1{,}15\,a$	$0{,}079\,a$	$0{,}079\,a$
75°	$0{,}21\,a$	$0{,}14\,a$	$0{,}44\,a$	$0{,}63\,a$	$0{,}64\,a$	$0{,}021\,a$	$0{,}021\,a$
90°	$0{,}00\,a$	$0{,}00\,a$	$0{,}00\,a$	$0{,}00\,a$	$0{,}00\,a$	$0{,}000\,a$	$0{,}00\,a$
	$\frac{r_{15^\circ}}{r_{max}} = 0{,}97$	1,02	0,85	0,91	0,86	0,93	0,93
	$\frac{r_{30^\circ}}{r_{max}} = 0{,}85$	0,90	0,80	0,64	0,62	0,75	0,75
	$\frac{r_{45^\circ}}{r_{max}} = 0{,}64$	0,61	0,50	0,40	0,62	0,50	0,50
	$\frac{r_{60^\circ}}{r_{max}} = 0{,}36$	0,30	0,21	0,37	0,48	0,25	0,25
	$\frac{r_{75^\circ}}{r_{max}} = 0{,}11$	0,07	0,18	0,25	0,27	0,07	0,07

III. Antennenanordnung, bestehend aus 4 Kreuzrahmen mit Goniometern und einem Hauptgoniometer.

Läßt man die beiden Antennenpaare der vorhergehenden Anordnung nicht auf einen gemeinsamen Kreis arbeiten, sondern schließt man jedes an eine Feldspule des Hauptgoniometers (s. Fig. 5), so erhält man als Gleichung der Charakteristik den Ausdruck

$$r = 2\,a \Big\{ (\cos\alpha\cos\gamma + \sin\alpha\sin\beta\sin\gamma)\cos\vartheta + (\sin\alpha\cos\gamma + \cos\alpha\sin\beta\sin\gamma)\sin\vartheta \Big\}$$

$$\left\{ \sin\left(\frac{\pi d}{\lambda}\cos\alpha\cos\beta\right)\cos\nu + \sin\left(\frac{\pi d}{\lambda}\sin\alpha\cos\beta\right)\sin\nu \right\}$$

wo ν den Winkel bedeutet, den die Drehspule des Hauptgoniometers mit der Ost-West-Feldspule bildet.

über in die folgende:

$$r = 2\,a\cos(\alpha - \vartheta) \left\{ \sin\left(\frac{\pi d}{\lambda}\cos\alpha\right)\cos\nu + \sin\left(\frac{\pi d}{\lambda}\sin\alpha\right)\sin\nu \right\}$$

Das Empfangsmaximum tritt ein, wenn $\alpha = \vartheta = \nu$ wird, d. h. wenn die Drehspulen aller Goniometer, einschließlich der des Hauptgoniometers die gleiche Stellung haben, die mit der Einfallsrichtung α zusammenfällt. Die Abhängigkeit der Amplitude r von der Stellung der Drehspulen ϑ ergibt sich aus der folgenden Tabelle, die unter der Annahme $\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{2}$ nach der obigen Gleichung berechnet worden ist.

Aus der Tabelle geht hervor, daß bei einem Einfallswinkel von 45°, d. h. auch einer gleichen Stellung der Drehspulen ($\vartheta = \nu = 45^\circ$) die größtmöglichste Empfangsintensität für ein gegebenes Empfangssystem eintritt. Mit abnehmendem Verhältnis $\frac{d}{\lambda}$ wird die Zunahme kleiner, um

schließlich bei sehr kleinen Werten $\frac{d}{\lambda}$ unabhängig von der Stellung der Drehspulen zu werden. Die Verhältnisse sind hier entsprechend wie im vorher behandelten Fall.

Etwas ganz Ähnliches gilt auch für die Verzerrung der Richtcharakteristik (s. Fig. 6), die teils größere, teils

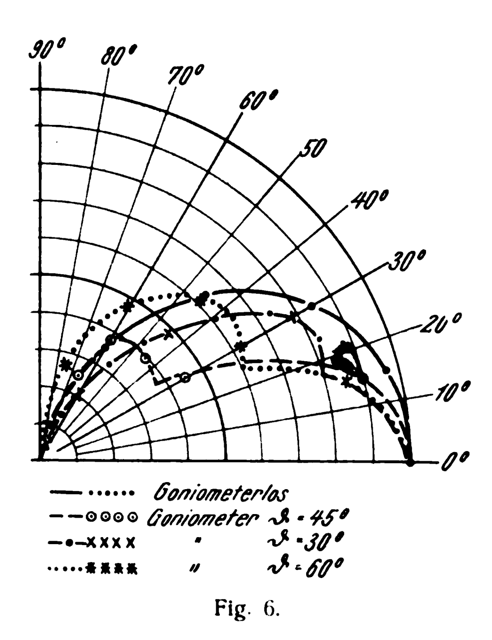


Fig. 6.

kleinere Störungsfreiheiten der Anordnung hervorrufen: Auch hier erfolgt ein teilweiser Ausgleich der Abweichungen, so daß sie praktisch nicht besonders ins Gewicht fallen.

Macht man $\frac{d}{\lambda}$ so klein, daß in der obigen Formel an Stelle des Sinus sein Argument gesetzt werden darf, so erhält man als Gleichung der Charakteristik

$$r = \frac{2\,a\,\pi\,d}{\lambda} \cos(\alpha - \vartheta)\cos(\alpha - \nu).$$

Stellt man die Drehspulen aller Goniometer gleich ein, so wird $\vartheta = \nu$ und die Formel geht über in die folgende

$$r = \frac{2\,a\,\pi\,d}{\lambda} \cos^2(\alpha - \vartheta),$$

die sich von der des vorhergehenden Abschnittes dadurch unterscheidet, daß der Cosinus hier in der zweiten Potenz auftritt gegenüber der ersten bei der Anordnung ohne Goniometer.

Das hat zur Folge, daß, wie aus dem Vergleich der beiden Charakteristiken hervorgeht, die Richtschärfe der vorliegenden Anordnung erheblich größer ist, und zwar unabhängig vom Einfallswinkel.

Sie entspricht vollkommen der der früheren Kombination ohne Goniometer und Kreuzrahmen, hat vor ihr aber den großen Vorteil voraus, daß aus allen Richtungen gleichmäßig gut und gleich störungsfrei empfangen werden kann.

Es empfiehlt sich daher bei der Doppelkreuzrahmenanlage mit Neben- und Hauptgoniometer das Verhältnis $\frac{d}{\lambda}$ möglichst klein zu machen, wenn besonders große Störungsfreiheiten erzielt werden sollen.

III. Einfluß der Neigung der einfallenden Wellen.

Macht man wiederum die Voraussetzung, daß $\frac{d}{\lambda}$ sehr klein ist, so lautet die Gleichung der Charakteristik bei geneigt einfallenden Wellen ($\beta \gtrless 0$), die aber normal polarisiert sind.

$$r = \frac{2\,a\,\pi\,d}{\lambda} \cos^2(\alpha - \vartheta)\cos\beta.$$

Geneigt einfallende Wellen werden im Empfangssystem geschwächt zur Wirkung kommen, und zwar um so mehr, je größer der Neigungswinkel β wird.

Der Einfluß der Polarisation γ auf die Empfangswirkung bei horizontalem Welleneinfall macht sich dahin geltend, daß eine Abnahme der Amplitude proportional mit $\cos\gamma$ erfolgt. Der Verlauf der Charakteristik wird aber durch die Drehung der Polarisationsebene nicht geändert.

IV. Antennenanordnung bestehend aus 4 Einzelsystemen mit Neben- und Hauptgoniometern, bei denen jedes aus 4 offenen Antennen zusammengesetzt ist.

Ersetzt man in der vorhergehenden Anordnung jeden Rahmen durch ein Paar offener Antennen, deren gegen-

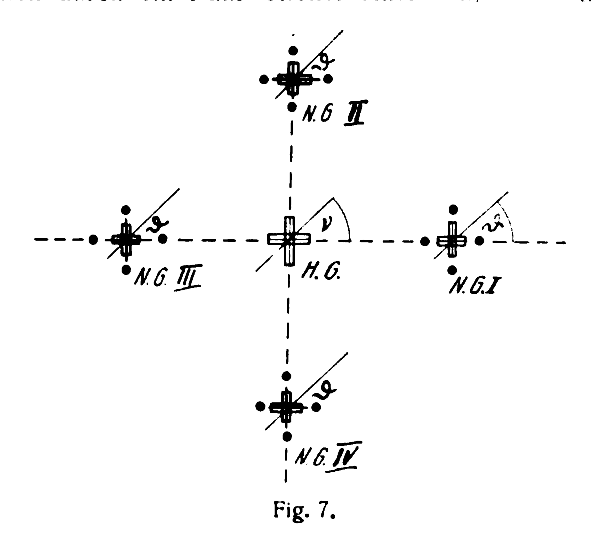


Fig. 7.

seitiger Abstand d' sein möge (Fig. 7), so ergibt sich für die Charakteristik die Gleichung

$$r = 4\,a\cos\beta\cos\gamma$$
$$\left\{\sin\left(\frac{\pi d'}{\lambda}\cos\alpha\cos\beta\right)\cos\vartheta + \sin\left(\frac{\pi d'}{\lambda}\sin\alpha\cos\beta\right)\sin\vartheta\right\}$$
$$\left\{\sin\left(\frac{\pi d}{\lambda}\sin\alpha\cos\beta\right)\cos\nu + \sin\left(\frac{\pi d}{\lambda}\sin\alpha\cos\beta\right)\sin\nu\right\}$$

$\gamma = 0$; $\beta = 0$. (Normal polarisierte, horizontal einfallende Wellen.)

Die Gleichung der Charakteristik lautet

$$r = 4\,a\left\{\sin\left(\frac{\pi d'}{\lambda}\cos\alpha\right)\cos\vartheta + \sin\left(\frac{\pi d'}{\lambda}\sin\alpha\right)\sin\vartheta\right\}$$
$$\left\{\sin\left(\frac{\pi d}{\lambda}\cos\alpha\right)\cos\nu + \sin\left(\frac{\pi d}{\lambda}\sin\alpha\right)\sin\nu\right\}$$

Macht man den Abstand der Antennen d' in jedem der Einzelsysteme sehr klein im Verhältnis zur Wellenlänge, so erhält man

$$r = \frac{4\,a\,\pi\,d'}{\lambda}\cos(\alpha - \vartheta)$$
$$\left\{\sin\left(\frac{\pi d}{\lambda}\cos\alpha\right)\cos\nu + \sin\left(\frac{\pi d}{\lambda}\sin\alpha\right)\sin\nu\right\}$$

Geht man noch einen Schritt weiter, indem man auch $\frac{d}{\lambda}$ sehr klein macht, so geht die obige Gleichung über in die folgende

$$r = 4a\left(\frac{\pi d'}{\lambda}\right)\frac{\pi d}{\lambda}\right) \cos(\alpha - \vartheta) \cos(\alpha - \nu)$$

Die hierdurch bestimmte Charakteristik ist die gleiche wie bei der Kreuzrahmenanordnung.

Geneigt einfallende Wellen ($\beta \gtrless 0$; ($\gamma = 0$).

Läßt man geneigt einfallende Wellen zu, so folgt aus der allgemeinen Gleichung unter der Voraussetzung, daß $\gamma = 0$ und außerdem $\frac{d'}{\lambda}$ bzw. $\frac{d}{\lambda}$ sehr klein.

$$r = 4a\left(\frac{\pi d'}{\lambda}\right)\left(\frac{\pi d}{\lambda}\right) \cos(\alpha - \vartheta) \cos(\alpha - \nu) \cos^2\beta.$$

Vergleicht man hiermit die Gleichung der Charakteristik für die entsprechende Kreuzrahmenanordnung,

$$r = 2a\frac{\pi d}{\lambda} \cos(\alpha - \vartheta) \cos(\alpha - \nu) \cos\beta$$

so steht fest, daß die vorliegende Anordnung auf geneigt entfallende Wellen noch erheblich schwächer reagiert, als die Rahmenanordnung, da die Amplitude mit $\cos^2\beta$ abnimmt.

Wenn es also darauf ankommt, geneigt einfallende Wellen möglichst vollständig auszuschalten, was beispielsweise bei der Bildübertragung von Bedeutung ist, so empfiehlt es sich, nicht geschlossene Antennen, sondern offene in der angegebenen Aufstellung zu verwenden.

Bei horizontal einfallenden Wellen werden die Charakteristiken in beiden Fällen die gleichen.

V. Doppelkardioidenanordnung mit zwei Nebengoniometern.

In den vorhergehenden Abschnitten sind Antennensysteme behandelt worden, bei den die Einzelsysteme entweder nur aus geschlossenen oder nur offenen Antennen bestanden.

Kombiniert man eine Rahmenantenne und eine offene ungerichtete Antenne, so erhält man bekanntlich als Richtcharakteristik eine Kardioide. Läßt man zwei solcher Systeme auf einen gemeinsamen Kreis arbeiten, so erhält man eine noch viel weitergehende Verschärfung der Charakteristik und damit erhöhte Störungsfreiheit, wie in einer früheren Arbeit (1) gezeigt worden ist. Dieser Anordnung haftet aber in gleicher Weise wie auch der vorhin behandelten Doppelrahmenanordnung der große Nachteil an, daß ihre Empfangsmöglichkeit bei bester Störungsfreiheit beschränkt bleibt auf Wellen, die in Richtung der Standlinie der Antennen einfallen oder unmittelbar daneben.

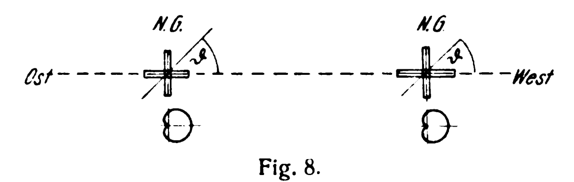


Fig. 8.

Es erscheint deshalb aussichtsvoll, auch bei den Kardioidensystemen das gleiche Mittel anzuwenden, wie bei den Doppelrahmenanordnungen, um einen Empfang aus allen Richtungen bei guter Störungsfreiheit zu erzielen. Es wird zunächst vorausgesetzt, daß die beiden Einzelkardioidensysteme mit Goniometern ausgerüstet sind. (Fig. 8.)

Ihre Charakteristik wird dann durch die Gleichung dargestellt:

$$r = a(\cos\beta\cos\gamma + (\cos\alpha\cos\gamma + \sin\alpha\sin\beta\sin\gamma)\cos\vartheta) + \\ + (\sin\alpha\cos\gamma + \cos\alpha\sin\beta\sin\gamma)\sin\vartheta)$$

die für $\beta = 0$ und $\gamma = 0$ übergeht in

$$r = a(1 + \cos(\alpha - \vartheta)).$$

Kombiniert man dann zwei solcher Anordnungen im Abstande d voneinander und bezeichnet man den Drehwinkel der beiden Goniometer (beide gleich angenommen) mit ϑ, so wird die Gleichung der Charakteristik

$$r = 2a\Big[\cos\beta\cos\gamma + (\cos\alpha\cos\gamma + \sin\alpha\sin\beta\sin\gamma)\cos\vartheta + \\ + (\sin\alpha\cos\gamma + \cos\alpha\sin\beta\sin\gamma)\sin\vartheta\Big] \sin\left(\frac{\pi a}{\lambda} \text{as}\,\alpha\cos\beta\right)$$

1. $\beta = 0$; $\gamma = 0$. (Horizontaler Welleneinfall, normale Polarisation.)

Die allgemeine Gleichung geht unter den gemachten Voraussetzungen über in die folgende

$$r = 2a(1 + \cos(a - \vartheta)) \sin\left(\frac{\pi d}{\lambda}\cos\alpha\right)$$

In der folgenden Tabelle sind eine Reihe von r-Werten berechnet für verschiedene Stellungen ϑ der Drehspulen unter der Annahme $\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{2}$.

$\alpha - \vartheta$	$\vartheta = 0$	30°	45°	60°	$\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{20}$ $\vartheta = 0$	$\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{20}$ $\vartheta = 30$
0°	r = 4,00 a	r = 3,91 a	r = 3,58 a	r = 2,83 a	r = 0,63 a	r = 0,61 a
15°	3,93 a	3,52 a	2,78 a	1,56 a	0,60 a	0,55 a
30°	3,66 a	2,64 a	1,48 a	0,00 a	0,51 a	0,29 a
45°	3,03 a	1,36 a	0,00 a	1,36 a	0,38 a	0,21 a
60°	2,12 a	0,00 a	1,19 a	2,12 a	0,24 a	0,00 a
75°	1,00 a	1,00 a	1,78 a	2,26 a	0,10 a	0,16 a
90°	0,00 a	1,96 a	1,79 a	1,96 a	0,00 a	0,22 a
105°	0,59 a	1,33 a	1,45 a	1,48 a	0,06 a	0,21 a
120°	0,71 a	0,98 a	1,00 a	1,00 a	0,08 a	0,15 a
135°	0,53 a	0,59 a	0,59 a	0,59 a	0,07 a	0,09 a
150°	0,26 a	0,27 a	0,27 a	0,26 a	0,03 a	0,04 a
165°	0,068 a	0,068 a	0,067 a	0,061 a	0,01 a	0,01 a
180°	0,00 a	0,00 a	0,00 a	0,00 a	0,00 a	0,00 a
	$\frac{r_{15°}}{r_{max}}$ = 0,98	0,90	0,78	0,55	0,95	0,90
	$\frac{r_{30°}}{r_{max}}$ = 0,92	0,68	0,41	0,00	0,81	0,53
	$\frac{r_{45°}}{r_{max}}$ = 0,76	0,35	0,0	0,48	0,60	0,0
	$\frac{r_{60°}}{r_{max}}$ = 0,53	0,00	0,30	0,75	0,40	0,00
	$\frac{r_{90°}}{r_{max}}$ = 0,00	0,50	0,50	0,70	0,00	0,36
	$\frac{r_{120°}}{r_{max}}$ = 0,18	0,25	0,30	0,36	0,13	0,25
	$\frac{r_{150°}}{r_{max}}$ = 0,07	0,07	0,07	0,09	0,05	0,07

Wie man aus der Tabelle ersieht, verläuft die Charakteristik bei der Goniometeranordnung anders, als bei der



goniometerlosen. Während bei beiden die Nullstelle bei $\alpha = 180^\circ$ erhalten bleibt, verlagert sich die zweite, die bei der früheren Anordnung bei $\alpha = 90^\circ$ lag, und zwar derart, daß sie mit wachsendem Drehwinkel ϑ des Goniometers sich nach immer kleineren Winkelwerten α verschiebt (z. B. $\alpha = 30^\circ$ für $\vartheta = 60^\circ$).

Was die Richtschärfe der Goniometercharakteristik betrifft, so ist sie insbesondere für kleinere α–ϑ-Werte beträchtlich größer, als bei der normalen Anordnung, sie wird etwa gleich für Werte α–ϑ zwischen 180° und 135°, für Mittelwerte zwischen 120° und etwa 60° ist sie aber nicht

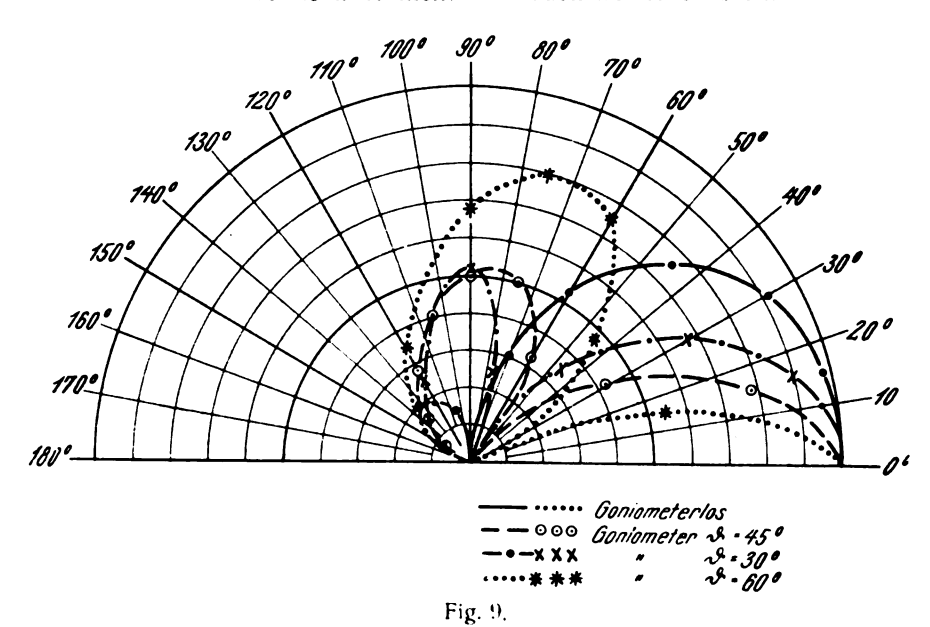


Fig. 9.

unbeträchtlich unschärfer wie bei der Anordnung ohne Goniometer. Fremde Wellen und atmosphärische Störungen, die aus diesen Richtungen einfallen, werden also bei der Goniometeranordnung viel stärker in die Erscheinung treten als bei der normalen.

Die maximale Empfangsamplitude nimmt mit wachsendem Drehwinkel ϑ der Goniometer in ganz ähnlicher Weise ab wie bei der Doppelrahmenanordnung mit Goniometer.

Die Verschiebung der zweiten Nullstelle bleibt auch bestehen, wenn das Verhältnis $\frac{d}{\lambda}$ sehr klein gemacht wird.

Einfluß der Neigung der einfallenden Welle auf die Charakteristik.

Nimmt man den Abstand der Antennen sehr klein im Verhältnis zur Wellenlänge an und setzt man normale Polarisation voraus, so lautet die Gleichung der Charakteristik:

$$r = a\,\frac{\pi d}{\lambda}\left|\cos\beta + \cos(\alpha - \vartheta)\right|\cos\alpha\cos\beta.$$

Geneigt einfallende Wellen werden schwächer auf das Empfangssystem einwirken wie horizontal ankommende ($\beta = 0$), und zwar proportional mit $\cos\beta$.

Außerdem wird für $\alpha - \vartheta = 180^\circ$ bei geneigt einfallenden Wellen nicht wie bei Horizontaleinfall die Empfangswirkung verschwinden, sondern ein Betrag übrig bleiben, dessen Größe von der Neigung abhängt.

VI. Antennenanordnung, bestehend aus 4 Kardioidensystemen mit Goniometern.

Ergänzt man die vorhergehende Anordnung noch durch ein zweites entsprechendes System, derart, daß sich die beiden Standlinien senkrecht schneiden, so erhält man für die Charakteristik die Gleichung (Fig. 10)

$$r = 2a\frac{\left|\cos\beta\cos\gamma + (\cos\alpha\cos\gamma + \sin\alpha\sin\beta\sin\gamma)\cos\vartheta + (\sin\alpha\cos\gamma + \cos\alpha\sin\beta\sin\gamma)\sin\vartheta\right|}{\sqrt{\sin^2\left(\frac{\pi d}{\lambda}\cos\alpha\cos\beta\right) + \sin^2\left(\frac{\pi d}{\lambda}\sin\alpha\cos\beta\right)}}$$

Sie ist sehr ähnlich derjenigen, die für die entsprechende Anordnung von 4 Kreuzrahmen im Abschnitt II abgeleitet worden ist. Auch bei ihr werden sich Charakteristiken ergeben, die keine befriedigende Lösung des gestellten Problems darstellen, und es soll deshalb nicht näher auf sie eingegangen werden.

VII. Antennenanordnung, bestehend aus 4 Kardioidensystemen mit Haupt- und Nebengoniometern.

Läßt man die beiden sich rechtwinklig kreuzenden Antennensysteme auf ein Hauptgoniometer arbeiten, dessen

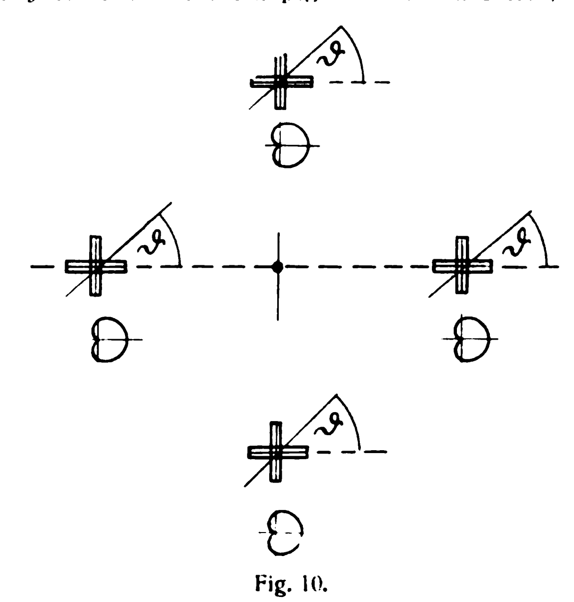


Fig. 10.

Drehspule wiederum den Winkel ν mit der Ost-West-Feldspule bilden möge, so lautet die Gleichung der Charakteristik (Fig. 11):

$$r = 2\,a \Big[\cos\beta \cos\gamma + (\cos\alpha \cos\gamma + \sin\alpha \sin\beta \sin\gamma) \cos\vartheta + (\sin\alpha \cos\gamma + \cos\alpha \sin\beta \sin\gamma) \sin\vartheta \Big]$$

$$\left[\sin\left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos\alpha \cos\beta\right) \cos\nu + \sin\left(\frac{\pi d}{\lambda} \sin\alpha \cos\beta\right) \sin\nu \right]$$

1. $\gamma = 0$; $\beta = 0$. (Horizontaler Welleneinfall, normale Polarisation.)

Die obige Gleichung vereinfacht sich im vorliegenden Falle zu

$$r = 2\,a \Big[1 + \cos(\alpha - \vartheta) \Big] \left[\sin\left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos\alpha\right) \cos\nu + \sin\left(\frac{\pi d}{\lambda} \sin\alpha\right) \sin\nu \right]$$

Die nach dieser Gleichung berechneten Amplitudenwerte sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt: $\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{2}$; $\nu = \vartheta$.

$\alpha - \vartheta$	$\vartheta = 0$	30°	45°	60°	$\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{20}$ $\vartheta = 0°$	$\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{20}$ $\vartheta = 30°$
0°	$r = 4{,}00\,a$	$r = 4{,}80\,a$	$r = 5{,}06\,a$	$r = 4{,}80\,a$	$r = 0{,}63\,a$	$r = 0{,}63\,a$
15°	3,93 a	4,81 a	4,68 a	4,09 a	0,60 a	0,60 a
30°	3,66 a	4,10 a	3,68 a	3,23 a	0,51 a	0,51 a
45°	3,03 a	2,86 a	2,41 a	3,55 a	0,38 a	0,38 a
60°	2,12 a	1,50 a	2,97 a	3,60 a	0,24 a	0,24 a
75°	1,00 a	2,13 a	3,00 a	3,08 a	0,10 a	0,10 a
90°	0,00 a	2,20 a	2,53 a	2,20 a	0,00 a	0,00 a
105°	0,59 a	1,20 a	1,76 a	1,25 a	0,060 a	0,060 a
120°	0.71 a	1,20 a	0,99 a	0,50 a	0,078 a	0,078 a
135°	0,53 a	0,62 a	0,41 a	0,50 a	0,064 a	0,064 a
150°	0,26 a	0,19 a	0,26 a	0,29 a	0,035 a	0,035 a
165°	0,068 a	0,073 a	0,08 a	0,08 a	0,010 a	0,010 a
180°	0,00 a	0,00 a	0,00 a	0,00 a	0,00 a	0,00 a
	$\frac{r_{15°}}{r_{max}} = 0{,}98$	1,00	0,92	0,85	0,95	0,95
	$\frac{r_{30°}}{r_{max}} = 0{,}92$	0,85	0,73	0,68	0,81	0,81
	$\frac{r_{45°}}{r_{max}} = 0{,}76$	0,60	0,48	0.74	0,60	0,60
	$\frac{r_{60°}}{r_{max}} = 0{,}53$	0,31	0,59	0,75	0,38	0,38
	$\frac{r_{90°}}{r_{max}} = 0{,}00$	0.46	0,50	0,46	0,00	0,00
	$\frac{r_{120°}}{r_{max}}$ 0,18	0,25	0,20	0,10	0,12	0,12
	$\frac{r_{150°}}{r_{max}} = 0{,}07$	0,04	0,05	0,06	0,056	0,056

Aus der Tabelle geht hervor, daß die Empfangsamplitude für einen Drehwinkel ϑ der Goniometerspulen von 45° ihren Maximalbetrag erreicht, der etwa 1,25mal so groß wie für $\vartheta = 0$ und 90°. (Fig. 12.)

Was den Verlauf der Charakteristik betrifft, so sieht man, daß ihre Schärfe abhängig ist von der Stellung der

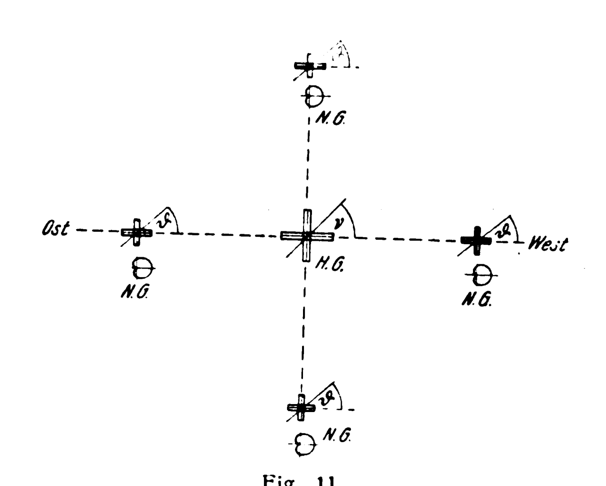


Fig. 11.

Goniometerdrehspulen. (Fig. 13.) Im Gegensatz zur normalen, goniometerlosen Anordnung tritt hier für $\alpha - \vartheta = 90°$ kein Verschwinden der Empfangsintensität mehr ein. Erhalten bleibt nur noch die Nullstelle bei $\alpha - \vartheta = 180°$.

Die Schärfe der Charakteristik ist teils besser, teils schlechter wie bei der normalen Anordnung ($\vartheta = 0$, s. Fig.). Das letztere tritt besonders deutlich in die Erscheinung in der Gegend des Einfallswinkels von 90°.

Die Abweichungen werden kleiner mit abnehmendem Verhältnis $\frac{d}{\lambda}$. Dabei wird auch die Zunahme der Amplitude für $\vartheta = 45°$ geringer:

Macht man $\frac{d}{\lambda}$ so klein, daß der Sinus mit dem Argu-

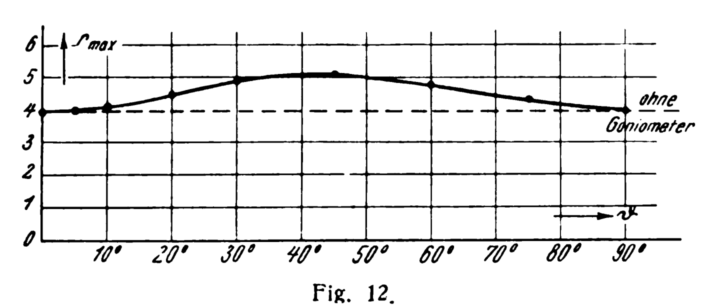


Fig. 12.

ment vertauscht werden kann, so geht die vorhergehende Gleichung über in die folgende:

$$r = 2\,a \left\{ 1 + \cos(\alpha - \vartheta) \frac{\pi d}{\lambda} \cos(\alpha - \nu) \right\}$$

oder, wenn die Stellung aller Goniometer die gleiche ist ($\vartheta = \nu$):

$$r = \frac{2\,a\,\pi\,d}{\lambda} \Big\{ 1 + \cos(\alpha - \vartheta) \Big\} \cos(\alpha - \vartheta).$$

Wie aus den beiden letzten Kolonnen hervorgeht, tritt unter diesen Verhältnissen eine Erhöhung der Empfangsamplitude nicht mehr auf. Auch die Schärfe der Charakteristik ist von der Stellung ϑ der Goniometerdrehspulen unabhängig; sie entspricht vollkommen derjenigen, die unter den gleichen Annahmen bei der goniometerlosen Anordnung vorhanden ist (vgl. letzte und vorletzte Kolonne).



Wenn man also mit der Goniometeranordnung unter allen Umständen die gleiche Schärfe der Charakteristik und damit die gleiche Störungsfreiheit erzielen will, muß man das Verhältnis $\frac{d}{\lambda}$ klein machen.

Einfluß der Neigung der einfallenden Wellen.

Für den Fall, daß die Wellen nicht horizontal, sondern geneigt einfallen, dabei aber normal polarisiert sind, erhält man als Gleichung der Charakteristik ($\frac{d}{\lambda}$ sehr klein vorausgesetzt):

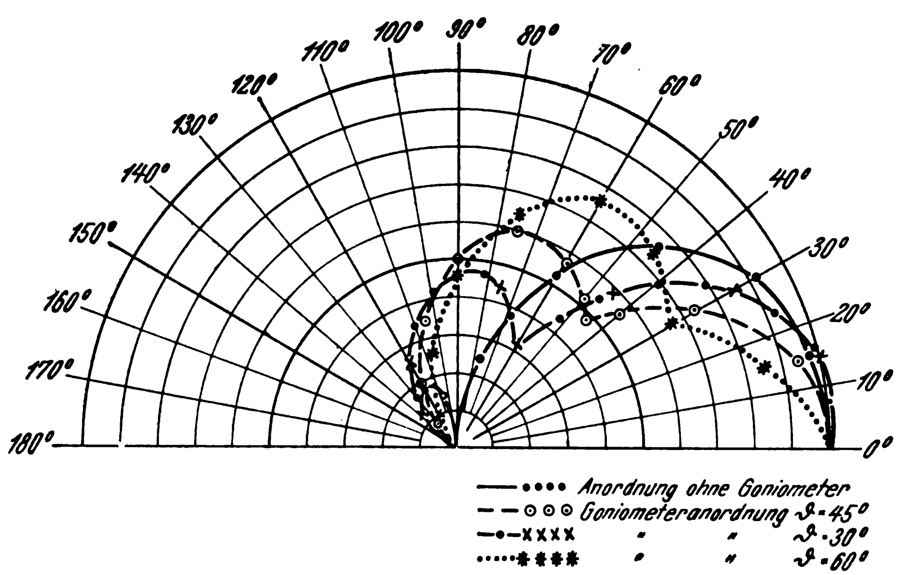


Fig. 13.

$$r = \frac{2 a \pi d}{\lambda} \left\{ \cos \beta + \cos (\alpha - \vartheta) \right\} \cos \beta \cdot \cos (\alpha - \nu)$$

Setzt man $\vartheta = \nu = 0$, so geht sie über in

$$r = \frac{2 a \pi d}{\lambda} \left\{ \cos \beta + \cos \alpha \right\} \cos \beta \cos \alpha,$$

die vollkommen übereinstimmt mit der früher für die goniometerlose Anordnung abgeleiteten.

Geneigt einfallende Wellen werden also um so weniger zur Geltung kommen, je größer der Neigungswinkel β wird.

Der Einfluß der Drehung der Polarisationsebene γ macht sich, wie ebenfalls aus der allgemeinen Gleichung hervorgeht, bei horizontalem Welleneinfall dahin geltend, daß wohl eine Amplitudenabnahme erfolgt proportional mit dem Cosinus des Drehungswinkels, nicht aber eine Aenderung der Richtschärfe der Charakteristik eintritt.

Anwendung der Ergebnisse auf die Empfangsanordnungen der drahtlosen Technik.

Von den behandelten Empfangssystemen nimmt zweifellos die Doppelkardioidenanordnung in der Empfangstechnik die erste Stelle ein, weil bei ihr die Richtschärfe und damit die Störungsfreiheit weitaus am günstigsten ist.

Die im Betrieb befindlichen Anlagen bestehen aus zwei Kardioidensystemen im Abstand von ungefähr einer Viertelwellenlänge. Ihre Standlinie wird so gewählt, daß sie in die Richtung der Verbindungslinie Sender-Empfänger fällt.

Für diesen Fall erhält man eine Charakteristik, die durch das fast vollständige Verschwinden des Empfangs aus einem Winkelraum von mehr als 180° gekennzeichnet ist.

Fällt die Empfangsrichtung nicht mit der Standlinie zusammen, so erhält man bei Einstellung der beiden Goniometer auf jene Richtung einen Verlauf der Charakteristik, die dadurch gekennzeichnet ist, daß die erreichbare maximale Empfangsamplitude kleiner wird mit der Größe des Winkelunterschiedes zwischen Welleneinfallsrichtung und Standlinie.

Die Richtschärfe in dieser Stellung ist aber, wie man zunächst erwarten sollte, durchaus nicht für alle Einfallsrichtungen schlechter wie in dem Falle, wo die Wellen in Richtung der Standlinie einfallen. Es zeigt sich vielmehr, daß für Einfallsrichtungen der Störwellen, die in einem Winkelbereich von etwa ± 55° um die Haupteinfallsrichtung herumliegen, eine teilweise sehr beträchtliche Zunahme der Störungsfreiheit eintritt.

Für größere Winkelabweichungen allerdings tritt also eine beträchtliche Verschlechterung ein, die insbesondere für Winkel von 60°—130° sehr deutlich in die Erscheinung tritt.

Die Anordnung mit Goniometern in den beiden Teilsystemen wird also in bezug auf atmosphärische Störungen dann besser arbeiten, wenn sie aus Richtungen kommen, die der Einfallsrichtung benachbart sind. Erfolgt der Hauptstörungseinfall aber aus Winkelräumen, die wie bereits erwähnt etwa zwischen 60° und 130° liegen, so wird die Anordnung eine starke Verschlechterung aufweisen.

Will man die Aufgabe lösen, aus allen Richtungen gleich gut zu empfangen, so genügt es nicht, die obige Anordnung durch eine zweite zu ergänzen derart, daß die beiden Standlinien sich senkrecht schneiden oder anders ausgedrückt, die 4 Teilsysteme in den Ecken eines Rhombus liegen. Es tritt hierbei zwar für verschiedene Winkelstellungen ϑ der Goniometerdrehspulen eine nicht unbeträchtliche Erhöhung der maximalen Empfangsamplitude ein, die für $\vartheta = 45°$, d. h. einen Welleneinfall in Richtung der Winkelhalbierenden der beiden Standlinien, ihren größten Wert erreicht ($r = 5{,}06a$ gegenüber $r = 4{,}00a$); der Verlauf der Charakteristik indessen ist nicht wesentlich günstiger als bei dem einfachen System.

Läßt man die beiden Systeme auf ein Hauptgoniometer arbeiten, so bleibt die Zunahme der Empfangsamplitude für die verschiedenen Winkelstellungen der Goniometer mit

Einschluß des Hauptgoniometers erhalten, die Schärfe der Charakteristik zeigt also keine nennenswerte Verbesserung gegenüber der Anordnung ohne Hauptgoniometer.

Wählt man aber das Verhältnis $\frac{\text{Antennenabstand}}{\text{Wellenlänge}} \frac{d}{\lambda}$ nicht wie bei den Rechnungen und Figuren zugrunde gelegt gleich $\frac{1}{2}$ finden, wie es in der Praxis immer der Fall ist, etwa gleich $\frac{1}{4}$ bis $\frac{1}{6}$, so wird zwar der Amplitudenzuwachs geringer, dafür aber die Störungsfreiheit erheblich verbessert, so daß also der Unterschied gegenüber der normalen Anordnung immer geringer wird.

Eine strenge Übereinstimmung zwischen beiden tritt dann ein, wenn $\frac{d}{\lambda}$ kleiner als $\frac{1}{10}$ gemacht wird.

Will man also eine Empfangsanordnung schaffen, die nicht nur Wellen aus einem beschränkten, sondern dem ganzen Winkelraum von 360° störungsfrei empfangen soll, so muß man das Verhältnis $\frac{\text{Antennenabstand}}{\text{Wellenlänge}}$ etwa von der Größenordnung $\frac{1}{6}-\frac{1}{10}$ wählen.

Für eine Doppelrahmengoniometeranordnung gelten die gleichen Betrachtungen.

Zusammenfassung.

Es werden Empfangsanordnungen beschrieben, die entweder aus Rahmen oder Kardioidensystemen bestehen, bei denen durch die Anwendung von Goniometern in den Teilsystemen und im Hauptsystem erreicht wird, daß die Empfangsmöglichkeit nicht nur wie bisher auf die durch die Standlinie der Antennen gegebene Richtung beschränkt ist, sondern aus dem Winkelraum von 360°, d. h. aus allen Richtungen ohne eine Verschlechterung der Störungsfreiheit ermöglicht wird. Die notwendige Bedingung hierfür ist, daß das Verhältnis $\frac{\text{Antennenabstand}}{\text{Wellenlänge}}$ klein gewählt wird.

(Eingegangen am 27. Juni 1927.)

Die Berechnung der akustischen Eigenschaften des Kondensatormikrophons.

Von **A. J. Jakowleff,** Moskau.[1])

I. Einleitung.

Das Kondensatormikrophon ist ein flacher runder Kondensator, dessen Belegungen eine sehr leichte Aluminium-Seidenmembran M[2]) (Fig. 1) einerseits und die geschlitzte Platte A andererseits bilden. Als Dielektrikum dient die Luftschicht zwischen der Platte A und der Membran M. Das Luftpolster L zwischen der Membran M und der Abschlußplatte P liefert die elastische Richtkraft. Die durch den veränderlichen Druck der Schallwellen erzeugten Membranschwingungen verändern die Kapazität des Kondensatormikrophons, wodurch in dem Kreise, in den letzteres eingeschaltet ist, die Periode der Schwingungen oder die Stromstärke sich ändert. Diese Aenderungen werden weiter durch Widerstandsverstärker vergrößert und auf den Sender der radiotelephonischen Station übertragen. Das Kondensatormikrophon hat zahlreiche Anwendungen für Schalluntersuchungen gefunden.

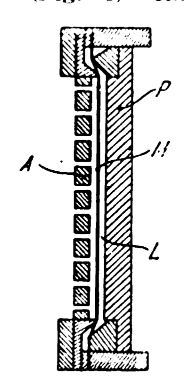


Fig. 1.
Kondensatormikrophon nach Riegger und Trendelenburg.

II. Die Theorie des Mikrophons.

Man kann den Schwingungsprozeß der Membran eines Kondensatormikrophons, vor allem die Abhängigkeit der Amplitude von der Wirkung des veränderlichen Schalldruckes durch eine dynamische Gleichung darstellen:

$$M\frac{d^2x}{dt^2}+R\frac{dx}{dt}+\frac{1}{C}x=P\cdot S \qquad (1)$$

worin bedeutet:

M die Membranmasse und die mitschwingende Luftmasse,

R den Reibungswiderstand der Membran selbst und den Strahlungswiderstand,

$\frac{1}{C}$ die Spannkraft der Luftschicht zwischen der Membran M und der Rückwand P und die Spannkraft der Membran selbst,

P den Schallwellendruck, bezogen auf die Einheit der Membranfläche,

S die Membranfläche.

Man nimmt in der Gleichung (1) an, daß zwischen der Membranablenkung und der angelegten Kraft ein lineares Verhältnis besteht.

Teilt man die Gleichung (1) durch M und führt folgende Abkürzungen ein:

$$\frac{R}{M}=K \qquad (1a)$$

[1]) Vorgetragen auf der Sitzung des R. O. R. J. am 1. März 1927 und auf dem vereinigten Kolloquium der Akustik- und Schwachstromabteilungen und der Radioabteilungen des G. E. E. I.

[2]) In dem Riegger'schen Kondensatormikrophon liegt die Aluminiumfolie zwischen zwei sehr dünnen Seidenmembranen; nach der Konstruktion von A. J. Danilewsky ist die Folie auf die Seidenmembran aufgeklebt.



$$\frac{1}{C\,M}=\omega_o^2 \tag{1b}$$

$$\frac{P.S}{M}=E \tag{1c}$$

so schreibt sich die Gleichung (1) in der Form

$$\frac{d^2x}{dt^2}+K\frac{dx}{dt}+\omega_o^2 x=E \tag{2}$$

Man kann im allgemeinsten Falle die Kraft E, welche sich auf die Einheit der schwingenden Masse bezieht, durch eine Fourier-Reihe darstellen.

$$E=E_o+\sum_{m=1}^{m=\infty}E_m\cdot e^{-\mu_m\cdot t}\cdot\begin{Bmatrix}\sin\\ \cos\end{Bmatrix}m\,\omega\,t \tag{3}$$

wo μ_m den Dämpfungskoeffizienten der m-ten harmonischen Oberschwingung der auf die Membran einfallenden Schallwellen und $m\,\omega$ die Kreisfrequenz dieser Oberschwingung bezeichnet.

Setzt man den Wert der Kraft E nach der Gleichung (3) ein, so erhält Gleichung (2) folgende Form:

$$\frac{d^2x}{dt^2}+K\frac{dx}{dt}+\omega_o^2 x=E_o+\sum_{m=1}^{m=\infty}E_m\cdot e^{-\mu_m\cdot t}\begin{Bmatrix}\sin\\ \cos\end{Bmatrix}m\,\omega\,t \tag{4}$$

Das vollständige Integral (4) dieser Differentialgleichung ist

$$\left.\begin{aligned}x=C\cdot e^{-\frac{K}{2}t}\cdot\sin\left(\sqrt{\omega_o^2-\frac{K^2}{4}}\cdot t+\psi\right)+\\ +\left[\frac{E_o}{\omega_o^2}+\sum_{m=1}^{m=\infty}\frac{E_m\cdot e^{-\mu_m\cdot t}\cdot\begin{Bmatrix}\sin\\ \cos\end{Bmatrix}(m\,\omega t-\varphi)}{\sqrt{\{\omega_o^2-m^2\omega^2+\mu_m(\mu_m-K)\}^2+m^2\omega^2(2\mu_m-K)^2}}\right]\end{aligned}\right\} \tag{5}$$

bei $\omega_o^2>\frac{K^2}{4}$.

Der erste Teil der Gleichung (5), der die freien Membranschwingungen mit der Kreisfrequenz

$$\nu=\sqrt{\omega_o^2-\frac{K^2}{4}} \tag{5a}$$

darstellt, wird durch die Auflösung der Differentialgleichung

$$\frac{d^2x}{dt^2}+K\frac{dx}{dt}+\omega_o^2\cdot x=0$$

mittels des Ansatzes $x=A\cdot e^{\beta t}$ erhalten.

Die Konstanten C und ψ werden aus dem Experiment und aus den anfänglichen Bedingungen nach folgender Weise bestimmt: in dem Moment $t=0$ die Membranablenkung X_0 ist maximal und die Membrangeschwindigkeit V_0 ist gleich Null. Setzt man $t=0$ in den ersten Teil der Gleichung (5), so erhält man:

$$X_0=C\cdot\sin\psi$$

$$V_o=\frac{dx}{dt}=C\cdot\nu\cdot\cos\psi-C\cdot\frac{K}{2}\sin\psi=0$$

Teilt man die letzte Gleichung durch $\cos\psi$, so erhält man

$$tg\,\psi=\frac{2\nu}{K} \tag{5b}$$

und aus der ersten Gleichung erhält

$$C=\frac{X_o}{\sin\psi}=\frac{X_o\sqrt{1+tg^2\psi}}{tg\,\psi}=X_o\cdot\sqrt{1+\left(\frac{K}{2\nu}\right)^2} \tag{5c}$$

Der zweite Teil der Gleichung (5) ist ein partielles Integral (4) der Differentialgleichung, welches durch den Ansatz

$$x=A_o+\sum_{m=1}^{m=\infty}A\cdot e^{\beta t}\cdot\sin m\,\omega t+\sum_{m=1}^{m=\infty}B\cdot e^{\beta t}\cdot\cos m\,\omega t$$

erhalten wird und die erzwungenen Membranschwingungen mit der Kreisfrequenz $m\,\omega$ und dem Phasenwinkel φ, der nach der Formel (5d) berechnet ist, darstellt.

$$\mathrm{tg}\,\varphi=\frac{m\,\omega\,(K-2\mu_m)}{\omega_o^2-m^2\omega^2+\mu_m(\mu_m-K)} \tag{5d}$$

Kann man die Dämpfung der auf die Membran fallenden Schallwellen nicht berechnen oder wünscht man es nicht, so nimmt man $\mu_m=0$ an. Dann ist es möglich, die Fourier-Reihe so umzuschreiben:

$$E=E_o+\sum_{m=1}^{m=\infty}E_m\cdot\begin{Bmatrix}\sin\\ \cos\end{Bmatrix}m\,\omega\,t \tag{6}$$

Das zweite Glied der Gleichung (5), das die erzwungenen Membranschwingungen charakterisiert, nimmt dann folgende Form an:

$$x=\left[\frac{E_o}{\omega_o^2}+\sum_{m=1}^{m=\infty}\frac{E_m\cdot\begin{Bmatrix}\sin\\ \cos\end{Bmatrix}(m\,\omega\,t-\varphi)}{\sqrt{(\omega_o^2-m^2\omega^2)^2+m^2\omega^2K^2}}\right] \tag{6a}$$

$\mathrm{tg}\,\varphi$ bestimmt sich in diesem Falle anstatt durch die Gleichung (5a) durch folgende Beziehung:

$$\mathrm{tg}\,\varphi=\frac{m\,\omega\,K}{\omega_o^2-m^2\omega^2} \tag{6b}$$

Wenn im einfachsten Falle auf die Membran eine Kraft E wirkt, welche durch die Beziehung

$$E=E_m\cdot\sin\omega t \tag{7}$$

bestimmt ist, so erhält man aus der allgemeinen Lösung, die in der Gleichung (5) gegeben war, nachdem man $m=1$, $E_o=0$ und $\mu_m=0$ setzt und die Cosinusglieder wegläßt, eine vollständige Lösung für diesen Fall auch in folgender Form:

$$\left.\begin{aligned}x=C\cdot e^{-\frac{K}{2}t}\cdot\sin\left(\sqrt{\omega_o^2-\frac{K^2}{4}}\cdot t+\psi\right)+\\ +\frac{E_m\cdot\sin(\omega t-\varphi)}{\sqrt{(\omega_o^2-\omega^2)^2+K^2\omega^2}}\end{aligned}\right\} \tag{7a}$$

wo

$$\mathrm{tg}\,\varphi=\frac{\omega\,K}{\omega_o^2-\omega^2} \tag{7b}$$

Die Formeln (5), (5a), (6), (6a), (7), (7a) zeigen, daß die Amplitude der erzwungenen Membranschwingungen und

die Phasenlage φ Funktionen der Kreisfrequenz der auf die Membran wirkenden Schallwellen sind.

Bei der gleichen Kraft und verschiedenen Kreisfrequenzen ω bekommt man verschiedene Amplituden der Membranablenkung und verschiedene Phasenlagen φ. Das Kondensatormikrophon wird also nicht eine richtige Darstellung der auffallenden Schallwellen für verschiedene Frequenzen geben.

Um uns in den Verzerrungen zurechtzufinden, wollen wir ausführlicher den Amplitudenwert der erzwungenen Schwingungen, der in der Gleichung (7a) durch das Glied

$$A = \frac{E_{\max}}{\sqrt{(\omega_o^2 - \omega^2)^2 + K^2 \omega^2}} \tag{8}$$

dargestellt ist, betrachten. Nach dem Ausdruck (8) sind die Amplitudenkurven der Membranablenkungen für verschiedene K konstruiert, indem wir auf der Ordinatenachse die Amplituden A und auf der Abszissenachse die Frequenzen ω in Teilen von ω_o abtragen.

Aus den Kurven der Fig. 2 sehen wir, daß die Membran die Amplituden ihrer Schwingungen verkleinern kann,

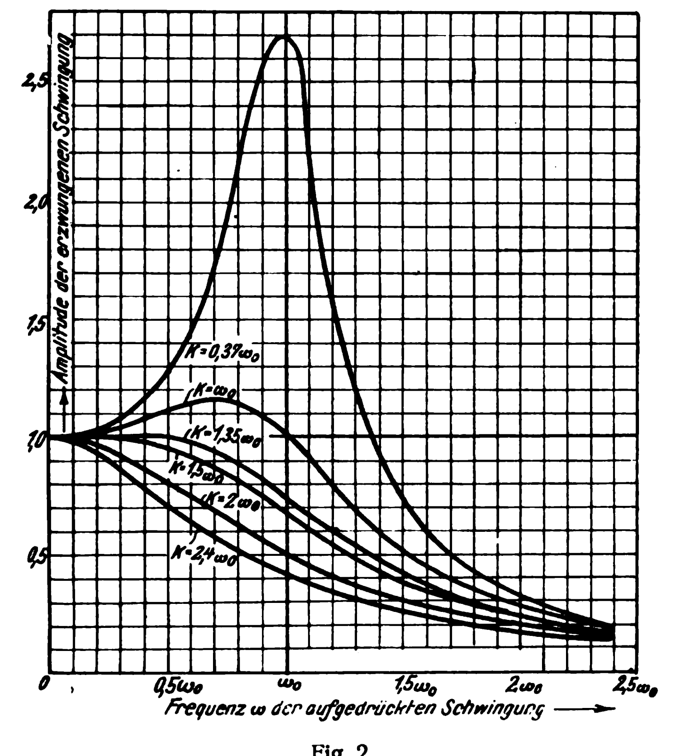


Fig. 2.

Resonanzkurven für verschiedene $K = \frac{R}{M}$.

wenn $K > 1{,}35\ \omega_o$ ist, oder vergrößern kann, wenn $K < 1{,}35\ \omega_o$ ist. Die vorteilhafteste Kurve ergibt sich bei $K = 1{,}35\ \omega_o$. Bei ihr kann man durch das Kondensatormikrophon den Schall ohne Amplitudenverzerrung bis zu $\omega = 0{,}5\,\omega_0$ wiedergeben. Höhere Frequenzen lassen sich durch das Mikrophon nicht unverzerrt wiedergeben, vielmehr werden dann die Amplituden verkleinert.

Nach der Formel (7b) kann man die Kurven für $\varphi = f(\omega)$ bei verschiedenen K konstruieren, ebenso wie die Kurven der Fig. 2. Diese Konstruktion ist in der Fig. 3 dargestellt. Aus den Kurven sieht man, daß, je kleiner der Dämpfungsfaktor K ist, desto kleiner die bei niederen Werten von ω/ω_o durch Phasenverschiebung um den Winkel φ verursachten Fehler sind. Gehen wir bei $K = 1{,}35\ \omega_o$ bis zu $\omega = 0{,}5\,\omega_0$, so erhalten wir durch die Annahme einer unveränderten Phasenlage einen Fehler von 7%; gehen wir nur bis zu $\omega = 0{,}25\,\omega_0$, so ist der größte Fehler 3%. Wir setzen 360° für 100%. Auch hieraus ergibt sich wieder die Notwendigkeit, ω_0 so groß wie möglich zu machen.

Für das Ohr ist die Verzerrung durch die Aenderung der ursprünglichen Phasenwinkel φ der Harmonischen ohne Bedeutung, weil das Ohr diese Verzerrung nicht bemerkt[3]). Bei der Kurvenaufnahme ist es jedoch notwendig, diese Verzerrungen zu berechnen.

Indem wir alles oben dargelegte zusammenfassen, sehen wir, daß folgende Forderungen an das Kondensatormikrophon gestellt werden müssen:

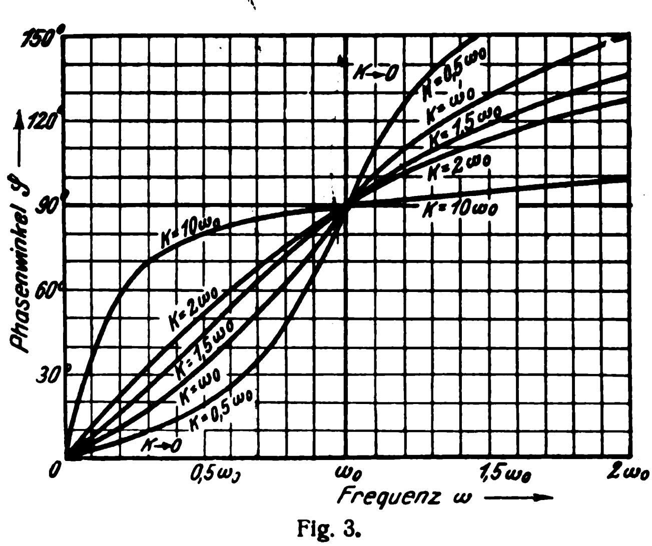


Fig. 3.

Phasenverschiebung für verschiedene $K = \frac{R}{M}$.

1. Die Membran muß eine möglichst hohe Eigenfrequenz ω_o haben, die wenigstens zwei- bis dreimal höher ist, als die durch das Mikrophon wiederzugebende Frequenz[4]), sonst bekommt man Amplitudenverzerrungen.
2. Der Dämpfungsfaktor K muß unbedingt gleich $1{,}35\,\omega_0$ sein, was den Schall bis zu $\omega = 0{,}5\,\omega_0$ ohne Amplitudenverzerrung wiederzugeben erlaubt.

III. Die Berechnung des Kondensatormikrophons.

Um Verzerrungen bei der Aufnahme der auf die Membran fallenden Schallwellenamplituden zu vermeiden, ist es notwendig, ω_o groß zu machen. Im folgenden soll zunächst gezeigt werden, von welchem Parameter ω_o abhängt.

Nach der Formel (1a) ist

$$\omega_o = \sqrt{\frac{1}{CM}} \tag{9}$$

Die Formel (9) zeigt, daß ω_o mit Vergrößerung von $\frac{1}{C}$ und mit Verkleinerung von M sich vergrößert.

Die Spannkraft $\frac{1}{C}$ selbst ist gleich

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_m} + \frac{1}{C_s} \tag{10}$$

wo $\frac{1}{C_m}$ die Spannkraft der Membran selbst und $\frac{1}{C_s}$ die

---

[3]) Siehe den Aufsatz von F. Trendelenburg: „Objektive Klangaufzeichnung mittels des Kondensatormikrophons". Wiss. Veröffentl. a. d. Siemens-Konzern. Bd. III, S. 50, 1924.

[4]) Dabei sind bei Klängen die höchsten in Betracht kommenden Oberschwingungen einzusetzen.

Spannkraft der Luft zwischen der Membran und der Rückwand ist (siehe Fig. 1).

Das erste Glied ist bei der Aluminiumseidenmembran im Vergleich zum zweiten sehr klein, weshalb man es weglassen kann. Für die Berechnung von $\frac{1}{C_s}$ setzen wir voraus, daß der Kompressions- und Ausdehnungsprozeß der Luft zwischen der Membran und der Rückwand adiabatisch nach der Formel

$$P \cdot V^\alpha = P_o V_o^\alpha$$

wo

$$\alpha = \frac{C_p}{C_v} = 1{,}4$$

ist, verläuft, was die wahrscheinlichste Annahme bildet. Dann erhalten wir für die Berechnung von $\frac{1}{C_s}$ folgende Formel:

$$\left.\begin{aligned} \frac{1}{C_s} &\approx \frac{1}{C} = -\frac{\alpha \cdot F^2 \cdot P_o}{V_o} \\ &= -\frac{\alpha \cdot F \cdot P_o}{L} = -\frac{\alpha \cdot \pi \cdot r^2 \cdot P_o}{L} \end{aligned}\right\} \quad (10\,\text{a})$$ [5]

Hier ist F die Membranfläche, P_o ist gleich einer Atmosphäre und V_o ist das Luftvolumen zwischen der Membran und der Rückwand.

Die schwingende Masse

$$M = M_m + M_s$$

ist gleich der Masse M_m der Membran selbst und der Masse M_s der mitschwingenden Luft. Das Glied M_m kann man durch Wiegen der ausgewählten Membran bestimmen. Die Berechnung von M_s ist weiter unten angeführt.

Um $K = 1{,}35\,\omega_o$ zu machen, ist es notwendig, die Bedeutung von K zu studieren.

Nach der Beziehung von (1 a) ist $K = \frac{R}{M}$. Betrachten wir die Abhängigkeit der Größe K von R und M, so ist zunächst

$$R = R_m + R_s$$

wo R_m der Reibungswiderstand der Membran selbst und R_s der Strahlungswiderstand ist.

Das Glied R_m ist bei der Aluminiumseidenmembran im Vergleich zum R_s sehr klein, weshalb man es weglassen kann.

Für die Berechnung von M_s und R_s wollen wir die bekannte Rayleighschen Formeln anwenden[6]).

$$M_s = \frac{8}{3}\,\rho \cdot r^3\, g(y) \quad (11\,\text{a})$$

$$R_s = U \cdot \rho \cdot \pi \cdot r^2\, h(y) \quad (11\,\text{b})$$

$$g(y) = \frac{3\pi}{2} \cdot \frac{K_1(y)}{y^3} \quad (11\,\text{c})$$

$$h(y) = 1 - 2\,\frac{J_1(y)}{y} \quad (11\,\text{d})$$

$$y = 2\,\frac{2\pi \cdot r}{\lambda} = 2 \cdot \frac{r}{U}\,\omega \quad (11\,\text{e})$$

In diesen Formeln ist

r der Membranhalbmesser,
ρ die Luftdichte,
U die Schallgeschwindigkeit in der Luft,
λ die Länge der auf die Membran fallenden Schallwelle,
K_1 und J_1 sind durch die Entwicklung der Rayleigh-Reihe[7]) erhalten,
$J_1(y)$ ist die Besselfunktion der ersten Ordnung,[8])
$K_1(y)$ ist von H. Riegger berechnet bis zu $y = 20$ und in der Fig. 4 dargestellt. Es ist eine periodische Funktion, deren Werte um eine Gerade $K_1 = \frac{2}{\pi}y$ herum pendeln.

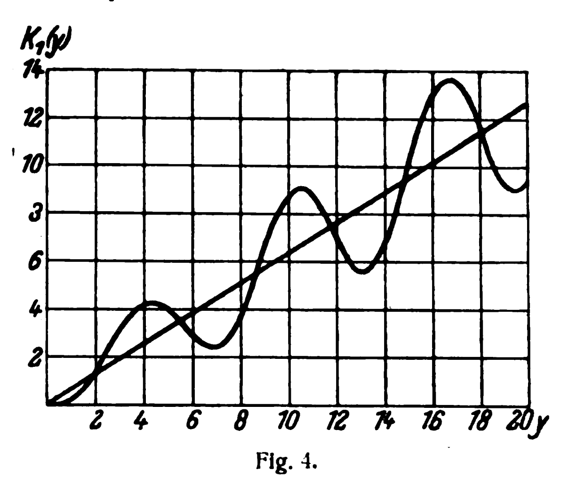


Fig. 4.

Mit Hilfe dieser Werte von $K_1(y)$ und der Tabellen für $J_1(y)$ sind die Kurven $g(y)$ und $h(y)$ (s. Fig. 5) konstruiert worden.

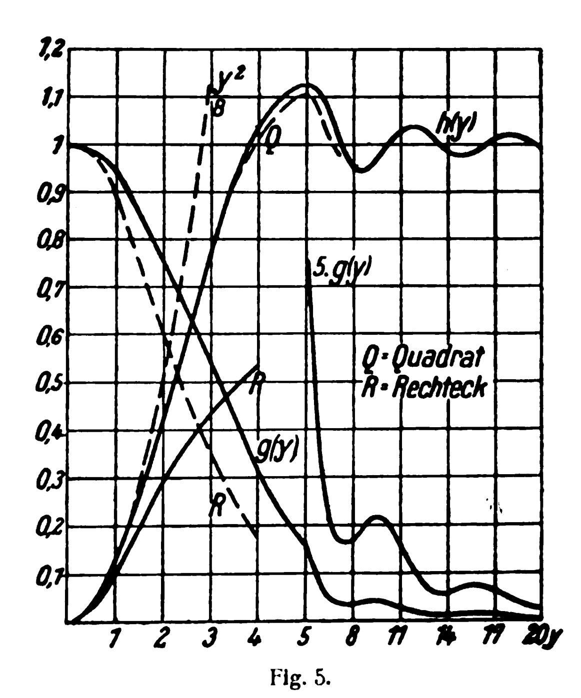


Fig. 5.

Aus der Kurve für $g(y)$ sieht man, daß, wenn y keinen größeren Wert als 1 hat, es möglich ist, M_s nach folgender Formel zu berechnen:

$$M_s = \frac{8}{3}\,\rho \cdot r^3 \quad (11\,\text{a}_1)$$

[5]) F. Trendelenburg, Wiss. Veröffentl. a. d. Siemens Konzern. Band III, S. 48, 1924.

[6]) Hans Riegger, Zur Theorie des Lautsprechers, Wiss. Veröff. a. d. Siemens-Konzern, Band III, S. 68, 1924.

[7]) Lord Rayleigh, Theorie des Schalles (deutsche Uebersetzung von Neesen, Bd. II, S. 203, Braunschweig 1879.

[8]) Siehe die Tabellen von B. Jahnke-Emden.

Für die Werte von $y \leq 1{,}5$ ist

$$h(y) = \frac{y^2}{8}.$$

Dann ergibt sich folgender Wert von R_s aus der Formel (11 b).

$$\begin{aligned} R_s &= U \cdot \rho \cdot \pi \cdot r^2 \, h(y) \\ &= U \cdot \rho \cdot \pi \cdot r^2 \cdot \frac{y^2}{8} \\ &= \frac{U \cdot \rho \cdot \pi \cdot r^2 \cdot 16 \cdot \pi^2 \cdot r^2}{8 \lambda^2} \\ &= \frac{2 \pi^3 \cdot U \cdot \rho \cdot r^4}{\lambda^2} \end{aligned} \tag{11b$_1$}$$

Die Werte, die in Formeln (11 a) und (11 b) gegeben waren, sind für Membranen, die auf beiden Seiten offen liegen, gültig. Für das Kondensatormikrophon, wo die Membran nur auf einer Seite offen und auf der anderen Seite durch ein Luftpolster abgeschlossen ist, ist nach den Untersuchungen von Hahnemann und Hecht[9]) M^s um $\sqrt{2}$ mal kleiner, d. h.

$$M_s = \frac{8 \cdot \rho \cdot r^3}{3 \sqrt{2}} \tag{12}$$

Der Wert von R_s ist zweimal kleiner zu nehmen:

$$R_s = \frac{\pi^3 \cdot U \cdot \rho \cdot r^4}{\lambda^2} \tag{13}$$

Die Gültigkeitsbereiche der Formeln (12) und (13) sind nach der Formel (11 e) berechnet und in folgender Tabelle angegeben:

$$y = \frac{2\,r}{U}\,\omega = \frac{2\,r \cdot 2\,\pi\,n}{U} \tag{11 e}$$

n ist die Zahl der Membranschwingungen.

r cm	0,5	0,75	1	1,25	1,5	2	2,25	2,5	2,75	3
n	5 320	3550	2660	2130	1770	1330	1180	1060	966	886

Für höhere Frequenzen als die in dieser Tabelle angegebenen sind diese Formeln nicht mehr gültig.

Die Formeln (11 a), (11 b) und (11 e) zeigen, daß die mitschwingende Masse des Membransystems und der Strahlungswiderstand veränderliche Werte sind und von den Frequenzen der auf die Membran fallenden Schallwellen abhängen. Deswegen sind

$$\omega_o = \sqrt{\frac{1}{C\,M}} \quad \text{und}$$

$$K = \frac{R}{M} \quad \text{auch veränderliche Werte.}$$

Wie eine genauere Durchrechnung zeigt, ist die erste theoretische Bedingung, ω_o so groß wie möglich zu machen, erfüllbar, aber man kann nicht K auf den Wert 1,35 ω_o bringen. Kennen wir die Aenderungen der Werte R_s und M_s in Abhängigkeit von der Frequenz, so können wir nach den Formeln (11 a, b, c) und nach den Kurven $g(y)$ und $h(y)$ (s. Fig. 5) die Amplitudenkurve eines entworfenen Kondensatormikrophons aus der Gleichung (8) berechnen. Diese Gleichung ist dabei zuerst wie folgt umzuwandeln:

$$\begin{aligned} A &= \frac{E_{\max}}{\sqrt{(\omega_o^2 - \omega^2)^2 + K^2 \omega^2}} \\ &= \frac{P_m \cdot S}{M \cdot \sqrt{(\omega_o^2 - \omega^2)^2 + K^2 \omega^2}} \end{aligned} \tag{8a}$$

Der Grund, der die Masse der Membran selbst sehr klein zu machen zwingt, liegt darin, daß, je kleiner die schwingende Masse ist, desto größer ω_o und Amplitudenablenkung der Membran bei denselben anderen Bedingungen gemacht werden können. Das eine sowie das andere ist notwendig für die richtige Arbeit des Mikrophons.

Um die Methode der Berechnung selbst zu erläutern, wollen wir eine ausführliche Berechnung des Kondensatormikrophons vornehmen.

Der Gang der Berechnung:

1. Wir wählen eine Membran aus mit dem Halbmesser $r = 2{,}5$ cm, dem Gewicht $M_m = 0{,}073$ g und mit dem Abstand von der Rückwand des Mikrophons $L = 0{,}2$ cm.

2. Wir finden den Wert von y für verschiedene ω nach der Gleichung (11 e)

$$y = \frac{2\,r}{U}\,\omega \tag{11 e}$$

wo r der Membranhalbmesser ist und U die Schallgeschwindigkeit in der Luft = 3340 cm/sec.

3. Wir finden die Werte $g(y)$ und $h(y)$ für die entsprechenden Werte von (y) aus den Kurven der Fig. 5.

4. Mit den gefundenen Werten von $g(y)$ und $h(y)$ erhalten wir die Werte von M_s und R_s für verschiedene ω nach den Formeln (11 a, b):

$$M_s = \frac{8\ \rho \cdot r^3}{3 \sqrt{2}}\, g(y)$$

$$R_s = \frac{\pi}{2} \cdot U \cdot \rho \cdot r^2 \, h(y)$$

5. Wir berechnen für verschiedene Frequenzen den Wert von M als Summe der Membranmasse und der mitschwingenden Luftmasse

$$M = M_m + M_s$$

und bilden $\sqrt{M}$.

6. Nach der Formel (10 a) ist

$$\frac{1}{C} = \frac{\alpha \cdot \pi \cdot r^2\, P_o}{L}$$

wo $\alpha = \frac{C_p}{C_v} = 1{,}4, \quad P_o = 1 \text{ Atm.} = 1033 \cdot 981 \ \frac{dyn}{cm^2}$

und $L = 0{,}2$ cm angenommen wurde.

7. Wir berechnen ω_o für verschiedene ω nach der Formel

$$\omega_o = \sqrt{\frac{1}{C\,M}}.$$

8. Wir berechnen K für verschiedene ω nach der Formel

$$K = \frac{R_s}{M}$$

Nehmen wir die Werte von M_s und R_s aus dem Abschnitt 4. Es ist vorteilhaft, alle die gefundenen Werte in einer Tabelle, wie Tab. I, darzustellen. Die durch die Rechnung für ω_o und K bei verschiedenen ω erhaltenen Werte sind in der Fig. 6 angegeben. Wir sehen, daß der größte Wert

[9]) W. Hahnemann und H. Hecht, Phys. Z. 17, S. 601, 1916 und 18, S. 261, 1917.



von K beträgt: $K = 0{,}136\,\omega_0$. Es ist aber wünschenswert, $K = 1{,}35\,\omega_0$ zu machen. Als Resultat ergibt sich, daß das berechnete Mikrophon einen Arbeitsbereich niedriger als $1{,}35\,\omega_0$ hat, die höhere Frequenzen durch das Mikrophon also verstärkt werden.

Tabelle I.

ω	y	$g(y)$	$h(y)$	R_s	M_s	M	$\sqrt{M}$	ω_0	K	Anmerkung

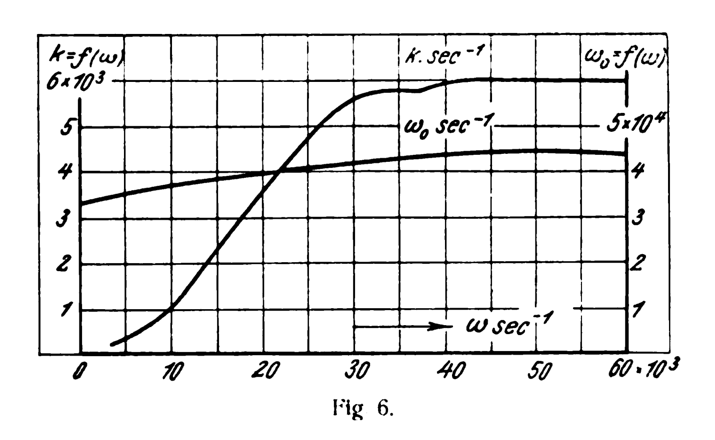


Fig 6.

9. Die Größe dieser Verstärkungen finden wir, nachdem wir die Amplitudenkurve nach der Gleichung (8a) berechnet haben

$$A = \frac{P_m \cdot S}{M \cdot \sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + K^2\omega^2}}$$

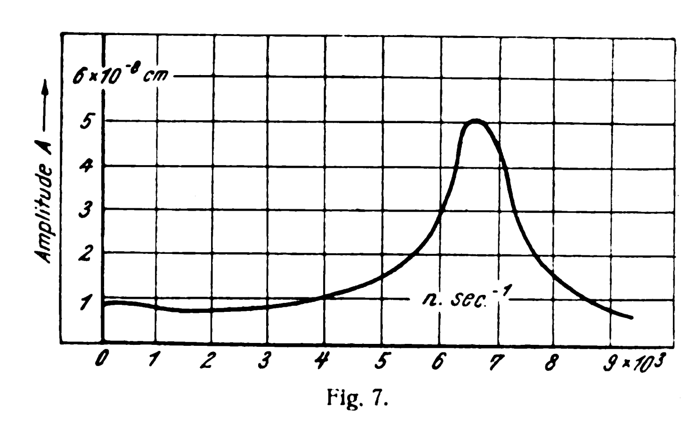


Fig. 7.

Es ist vorteilhaft, die einzelnen bei der Rechnung vorkommenden Werte in einer Tabelle, wie Tab. II, darzustellen.

Die Amplitudenkurve, die auf Grund dieser Rechnung konstruiert ist, zeigt Fig. 7. Das erste schwach angedeutete Buckelchen ist dort durch eine schroffe Verkleinerung der mitschwingenden Luftmasse bei diesen Frequenzen erzeugt; das ist deutlich zu sehen aus der Kurve $g(y)$ der Fig. 5. Der zweite Buckel entspricht der mechanischen Resonanz bei der Eigenfrequenz der Membran (siehe die Formel (5b) mit der angeführten Frequenz ω).

F. Trendelenburg hat auf experimentellem Wege eine Amplitudenkurve, welche in der Fig. 8 dargestellt ist, erhalten. Wie man sieht, besitzt unsere berechnete Kurve eine große Aehnlichkeit mit dieser experimentell gewonnenen Kurve. Ebenfalls große Aehnlichkeit mit unserer

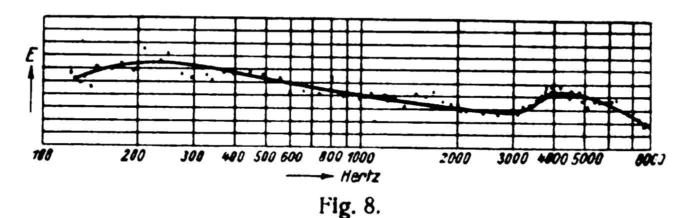
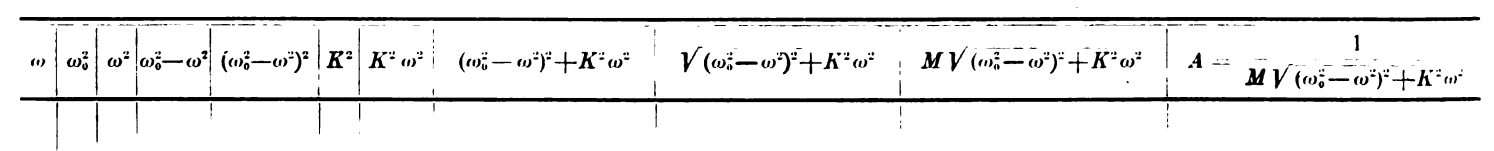


Fig. 8.
Frequenzkurve eines Kondensatormikrophons nach H. Riegger.

Kurve hat die Amplitudenkurve, die experimentell E. C. Wente (siehe Fig. 9) für sein Mikrophon, das in der Fig. 10 dargestellt ist, gefunden hat. Das Mikrophon arbeitet unter ungleich günstigeren Bedingungen, weil wir in der theoretischen Berechnung den Reibungswiderstand der Membran selbst nicht abgerechnet haben. In Wirklichkeit ist das Resonanzbuckelchen der Fig. 7 nicht so hoch.

Tabelle II.



ω	ω_0^2	ω^2	$\omega_0^2-\omega^2$	$(\omega_0^2-\omega^2)^2$	K^2	$K^2\omega^2$	$(\omega_0^2-\omega^2)^2+K^2\omega^2$	$\sqrt{(\omega_0^2-\omega^2)^2+K^2\omega^2}$	$M\sqrt{(\omega_0^2-\omega^2)^2+K^2\omega^2}$	$A = \frac{1}{M\sqrt{(\omega_0^2-\omega^2)^2+K^2\omega^2}}$

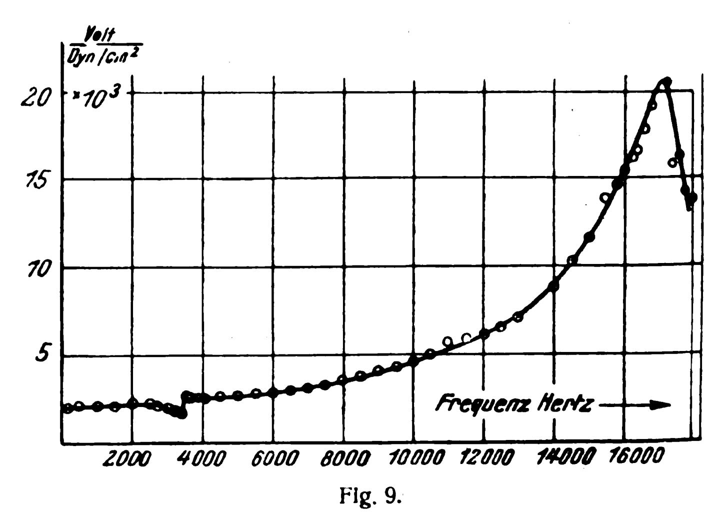


Fig. 9.
Eichkurve eines Kondensatormikrophons von E. C. Wente.

Die Formel (10a) zeigt, daß, je kleiner der Membranabstand von der Rückwand, desto größer ω_0 ist. Dieser

[10]) F. Trendelenburg, Wiss. Veröff. a. d. Siemens-Konzern Bd. 5, S. 131, Heft 2, 1926.



Umstand ist von Wente[11]) bei seinem Mikrophon ausgenützt. Er hat L sehr klein gemacht und sehr große ω'' und ν erhalten.

Die außerordentlich wertvollen Eigenschaften des Kondensatormikrophons erlauben die Sprache ohne Amplitudenverzerrung wiederzugeben. Die Möglichkeit, alle seine Eigenschaften zu berechnen, machen es zu einem unersetzlichen Hilfsmittel für Schalluntersuchungen wie auch bei

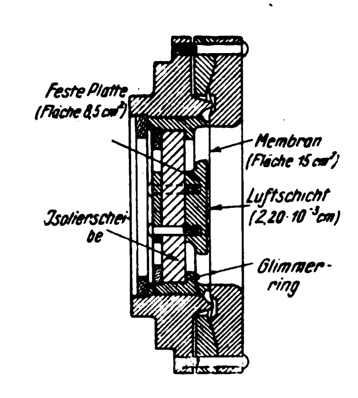


Fig. 10.
Kondensatormikrophon von E. C. Wente.

künstlerischen Musikübertragungen durch radiotelephonische Stationen.

Dieser Umstand und die Schwierigkeit, experimentelle Kurven zu erhalten, zeigen die Notwendigkeit und die Nützlichkeit der oben dargelegten Berechnungsmethode der akustischen Eigenschaften des Kondensatormikrophons, die seine Arbeitsweise im voraus zu berechnen erlaubt.

Zum Schlusse erlaube ich mir meine Pflicht zu erfüllen, meinen tiefen Dank Herrn A. I. Danilewsky auszusprechen für die mir von ihm geschaffene Möglichkeit, mich mit dem Kondensatormikrophon praktisch bekannt zu machen und für den Hinweis auf Fehler, die mir bei der ersten Skizze dieser Berechnung unterlaufen sind, ebenso Herrn A. I. Schirsky, dem Leiter der Akustischen Abteilung, der mir die Möglichkeit, diese Arbeit zu beendigen, gegeben hat, und meiner Frau M. S. Ivanoff für die Hilfe, die sie mir bei dem Studium der ausländischen Literatur erwiesen hat. Ich äußere meine tiefe Dankbarkeit Herrn Dr. F. Trendelenburg, der in einem Briefe auf Mißverständnisse, die in meiner Arbeit vorhanden waren, hingewiesen hatte.

[11]) E. C. Wente, Phys. Rev. 10, S. 39 ff., 1917, Phys. Rev. 19, S. 498 ff., 1922.
I. B. Crandell, Phys. Rev. 11, S. 449, 1918.

Zusammenfassung.

In der vorliegenden Arbeit wird die Theorie des Kondensatormikrophons und eine Methode zur Berechnung desselben gegeben. Aus der Theorie folgt, daß das Kondenmikrophon die Sprache ohne Amplitudenverzerrung wiederzugeben erlaubt, wenn:

1. die Membran eine möglichst hohe Eigenfrequenz hat, die wenigstens zwei- bis dreimal höher ist als die höchste durch das Mikrophon wiederzugebende Frequenz;
2. der Dämpfungsfaktor gleich 1,35 mal der Eigenfrequenz ist.

Aus der angeführten ausführlichen Berechnung des Kondensatormikrophons ersieht man jedoch, daß nur die erste Forderung der Theorie erfüllbar ist, man die zweite hingegen nicht erfüllen kann.

Zum Schluß ist eine theoretisch berechnete Kurve des Kondensatormikrophons angeführt und der Vergleich derselben mit den experimentell erhaltenen Kurven von F. Trendelenburg und E. C. Wente.

Das Erhalten der experimentellen Kurven bietet sehr große Schwierigkeiten, weshalb die theoretische Berechnung bei dem Bau eines rationell konstruierten Kondensatormikrophons sehr nützlich ist.

Moskau, Staatliches Elektrotechn. Experiment.-Institut, Akustik und Schwachstromabteilung.

(Eingegangen am 15. Juni 1927.)

Weiterer Beitrag zur Negadynschaltung.

Von **Eugen Mittelmann**, Wien.

Die Versuche, über die hier kurz berichtet werden soll, wurden im Anschluß an frühere Arbeiten des Verfassers über dasselbe Thema durchgeführt.[1]) Der Zweck dieser Untersuchungen war, optimale Arbeitsbedingungen der Doppelgitterröhre als Rückkopplungsempfänger festzustellen, wenn die Rückkopplung im Abstimmkreise selbst vollzogen wird. Wie allgemein bekannt, arbeitet eine als Rückkopplungsaudion geschaltete Elektronenröhre dann am günstigsten, wenn die Röhre knapp vor dem Einsetzen der Schwingungen steht. Andererseits wieder hängt die Lautstärke des Audionempfängers zum Großteil vom verfügbaren Anodenruhestrom der Röhre ab. Je größer der Ruhestrom, um so größere Lautstärken sind zu erwarten, und zwar wächst die Lautstärke annähernd mit dem Quadrate des Stromes. Man wird daher trachten, Wege zu finden, die es ermöglichen, daß die Röhre nicht nur knapp vor dem Schwingungseinsatz steht, sondern daß sie in diesem Zustande einen möglichst maximalen Anodenruhestrom hergibt. Bei der bekannten, allgemein verwendeten Form der Negadynschaltung wird es oft als Nachteil empfunden, daß die Schwingungen bereits bei sehr niedrigen Werten des Heizstromes einsetzen und so von Haus aus die Erhaltung eines großen Anodenruhestromes wegen der geringen Emission unmöglich wird. Verfasser hat bereits vor Jahresfrist auf diesen Umstand hingewiesen und Abhilfe hierfür angegeben.[2])

Durch Verlegung der Zuführung des Raumladegitters zu einem Anzapfpunkt des Schwingungskreises LC, wie es auch in der in Abb. 1 dargestellten Versuchsanordnung angedeutet ist, erreicht man, daß die Schwingungen nur bei verhältnismäßig hohen Werten der Heizung einsetzen, so daß vor dem Schwingungseinsatz sich ein hoher Anoden-

[1]) E. Mittelmann: Untersuchungen über die Schwingschaltung von Numans-Roosenstein, ds. Jahrbuch 28, S. 188, 1926.

[2]) E. Mittelmann: Ueber Doppelgitterröhren, Der Radio-Amateur 4, S. 596, 1926, Heft 30.



ruhestrom ausbilden kann. Die Rückkopplung erfolgt nunmehr mit einem Teilbetrag der Amplitude, welcher der Zahl der angezapften Windungen proportional ist. In der

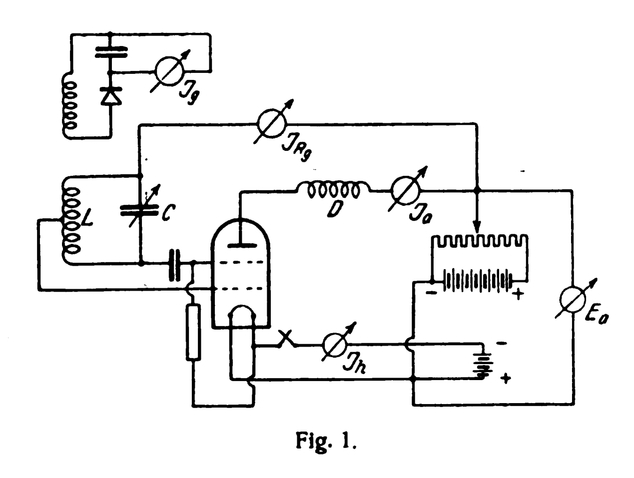


Fig. 1.

Abb. 2a sind als Ordinaten jene Werte des Heizstromes in Abhängigkeit von der Rückkopplung aufgetragen, bei

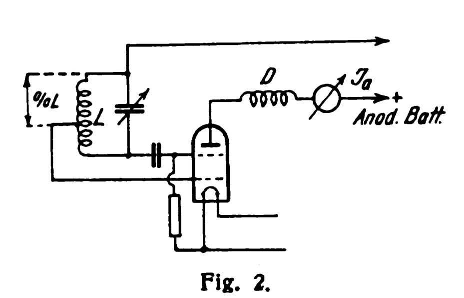


Fig. 2.

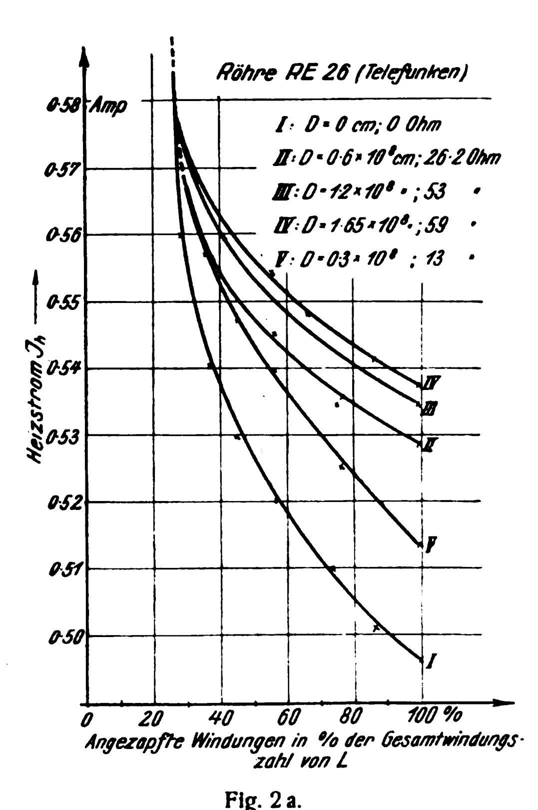


Fig. 2 a.

denen die Schwingungen eben einsetzen. Als Abscissenmaßstab sind die angezapften Windungen als Prozente der Gesamtwindungszahl des Schwingungskreises verwendet. (Kurve I, die Kurven II, III, IV und V werden noch später besprochen.) Bezeichnet man das Verhältnis $E_g : E_A$ als Rückkopplungsfaktor, wobei durch E_g die rückgeführte Gitterwechselspannung, durch E_A die Wechselspannung des gesamten Schwingungskreises dargestellt wird,

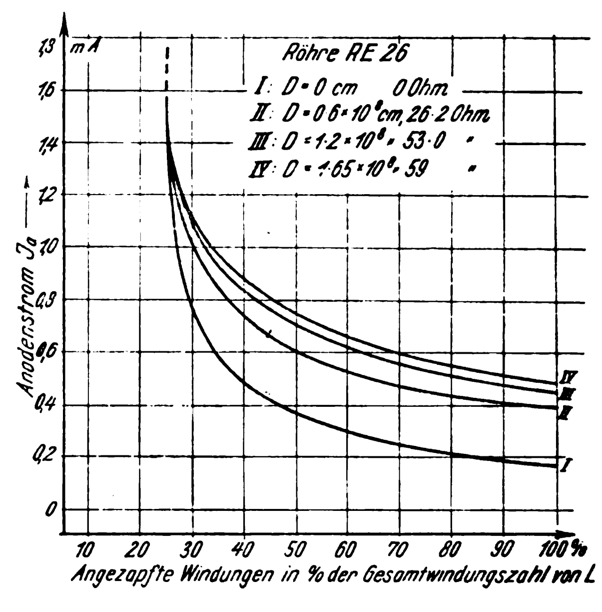


Fig. 2 b.

so sind die Werte der Abszisse auch mit dem jeweiligen Rückkopplungsfaktor identisch. Die Kurve nähert sich

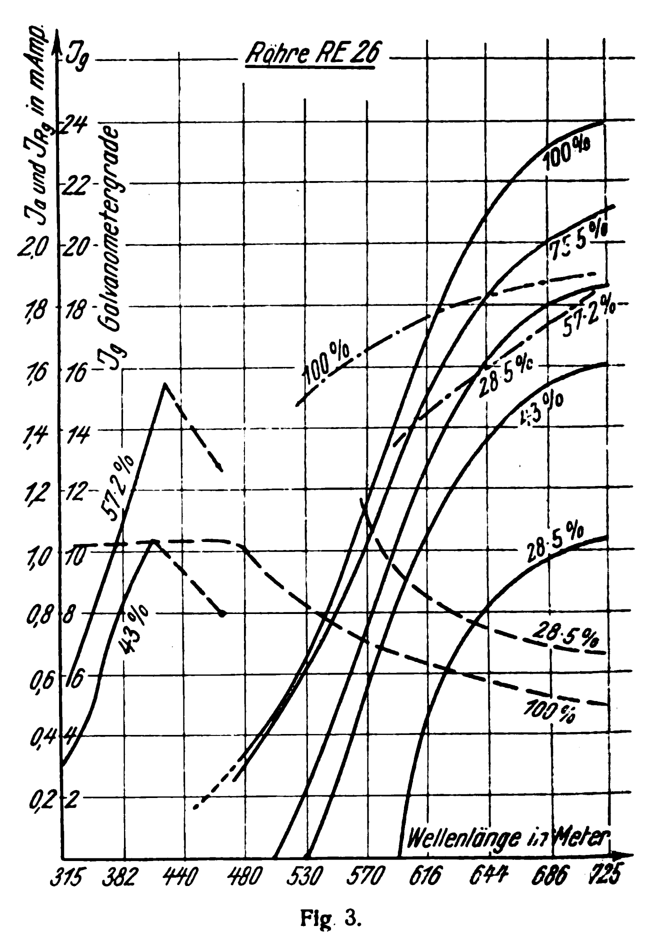


Fig. 3.

asymptotisch der Ordinatenachse. Bereits bei ca 28 % der angezapften Windungen entstehen nur noch gedämpfte Schwingungen, die langsam abklingen. Das Raumladegitter nähert sich mehr und mehr dem hochfrequenten

Nullpunkt. Die Kurve I in der Abb. 2b stellt ebenfalls in der Abhängigkeit von der Rückkopplung jenen Wert des Anodenruhestromes dar, der im Augenblick vor dem Schwingungseinsatz bei den der Abb. 2a entsprechenden Heizstromwerten abgelesen wurde.

Auch die Frequenzabhängigkeit der Schwingungsamplituden mit dem Rückkopplungsgrad als Parameter wurde untersucht. Die Untersuchungen erstreckten sich auf einen Wellenbereich von 315 bis 725 m Wellenlänge. Die Meßergebnisse sind in der Abb. 3 festgehalten. Die voll ausgezogenen Kurven entsprechen den gemessenen Galvanometerströmen im angekoppelten Detektorkreise, die strichlierten und strichpunktierten den gleichzeitig gemesenen Anoden- bzw. Raumladegitterströmen. Die Eigenwelle der Kopplungsspule lag bei 174 m. Sämtliche Kurven wurden bei demselben Wert des Heizstromes $I_h = 0.58$ Amp. und einer Anodenspannung $E_a = 28$ Volt gemessen. Wie aus den Kurven ersichtlich, ist durch die Verminderung der Rückkopplung möglicherweise eine Einengung des schwingfähigen Wellenbereiches zu erwarten (andere Röhren derselben Type RE 26 lieferten kontinuierlich Schwingungen über den ganzen Wellenbereich bis zu einem Rückkopplungsfaktor von 28%. Hierbei ist die Amplitudenabnahme infolge Verringerung der Rückkopplung für alle Wellenlängen des untersuchten Wellenbereiches mit großer Annäherung dieselbe, wie auch in der Abb. 4 dargestellt ist, da die Kurven für alle Wellenlängen fast vollständig parallel verlaufen. Für das abermalige Anspringen der Schwingungen bei den kürzeren Wellenlängen ist zunächst keine Erklärung zu finden, zumal, wie oben erwähnt, mit anderen Röhren der ganze Wellenbereich bestrichen werden konnte.

Analog der erwähnten Arbeit des Verfassers wurde auch diesmal die Abhängigkeit der Schwingungsamplituden von der Heizstromstärke untersucht, und zwar für verschiedene feste Werte der Rückkopplung. Die hierbei beobachteten Erscheinungen decken sich im wesentlichen mit den früheren Angaben[3]). Der Einfluß einer stärkeren oder schwächeren Rückkopplung macht sich offenbar darin bemerkbar, daß, während bei schwächerer Rückkopplung die Schwingungsamplitude als Funktion des Heizstroms ein ausgesprochenes Maximum hat und die Schwingungen erst nach

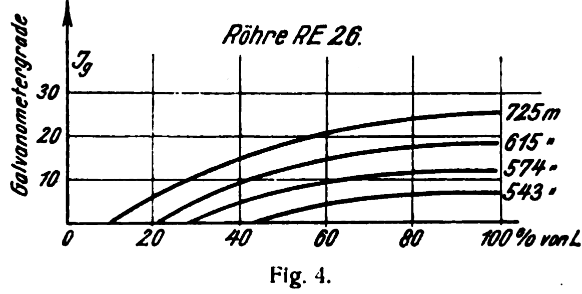


Fig. 4.

Ueberschreiten dieses Maximums abreißen, das Aussetzen der Schwingungen bei Stärkerwerden der Rückkopplung immer mehr in der Nähe des Maximalwertes erfolgt. Bei voller Rückkopplung, d. h. die angezapften Windungen sind 100 % der Gesamtwindungszahl, erfolgt das Abreißen der Schwingungen von ihrem Maximalwert. Bei Verminderung der Heizung erfolgt das Anspringen der Schwingungen mit großer Genauigkeit an der früheren Reißstelle, wie auch der übrige Verlauf für zunehmende und abnehmende Werte des Heizstromes vollkommen identisch ist. (Abb. 5.) Der Verlauf dieser Kurven ist im übrigen im großen Maße abhängig von der Beschaffenheit der verwendeten Röhrentype; prinzipiell liefern jedoch alle Röhren ähnliche Kurven.[4]) Die Anoden- und Raumladegitterströme sind in den vorgenannten Abbildungen nicht eingetragen. Während der Anodenstrom bei demselben Heizwert mit zunehmender Amplitude der Schwingung abnimmt, wächst der Raumladestrom.

Zur Untersuchung des Einflusses einer in dem Anodenkreis der Doppelgitterröhre geschalteten Impedanz auf den

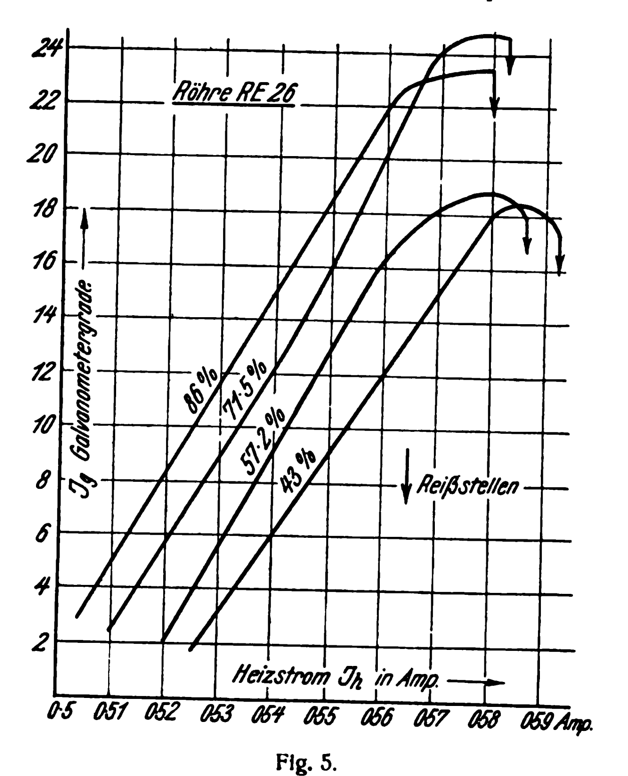


Fig. 5.

Verlauf der einzelnen Kurvenbilder wurden weitere Meßreihen durchgeführt. Die Anregung zu diesen Untersuchungen erhielt der Verfasser aus der englischen Patentschrift Nr. 236 911, wo eine Gegentaktschaltung mit Doppelgitterröhren unter Verwendung von Widerständen oder Drosselspulen angegeben wird. Die Wicklungen der hierbei verwendeten Selbstinduktionen waren derart beschaffen, daß ihr Gleichstromwiderstand gegenüber dem Widerstand der Elektronenstrecke zwischen Raumladegitter und Heizfaden vernachlässigt werden konnte. Die Kurven II, III, IV und V in den Abb. 2a und 2b zeigen die Wirkung der Drosselspulen im Anodenkreise auf den Schwingungseinsatz bzw. Schwingungsamplitude. Wird die Eigenwelle der Drosselspule große gegenüber der Welle des Schwingungskreises, so wirkt sie verzögernd auf den Schwingungseinsatz bzw. vermindernd auf die Schwingungsamplitude. Die Schwingungen setzen mit einer geringeren Amplitude ein, wie dies am höheren Anodenstrom ersichtlich ist. Der Uebersichtlichkeit halber sind die Schwingungsamplituden nicht eingezeichnet. Wie aus den Fig. 2 a und 2 b ersichtlich, ist es durch Einschalten einer hohen Impedanz in dem Anodenkreise der Doppelgitterröhre möglich, die Heizung zwecks Erreichung eines großen Anodenruhestromes viel höher zu treiben, ohne daß vorzeitig Schwingungen einsetzen. Durch entsprechende Wahl der Anzapfstelle des Schwingungskreises und der Größe der Impedanz im Anodenkreise lassen sich die günstigsten Kombinationen erreichen. Röhren mit kleinem Durchgriff und großer Steilheit werden im all-

[3]) Siehe Fußnote [1]).

[4]) Vgl. L. Klichtera: Studien an der Negadynschaltung, Die Radiotechnik, Heft 4. Beilage zu E. & M., Heft 14, 1927.

gemeinen die Wahl eines kleinen Rückkopplungsfaktors ermöglichen.

Für die praktische Ausnützung ist es ferner von Wichtigkeit, daß bei Vorhandensein einer hohen Impedanz im Anodenkreise der Doppelgitterröhre der Schwingungseinsatz mit großer Annäherung unabhängig wird von der Wellenlänge, d. h. für gegebene Werte der Drossel D und der angezapften Windungen erfolgt der Schwingungseinsatz für jede Wellenlänge des bestreichbaren Wellenbereiches praktisch bei demselben Werte des Heizstromes. Es ist also leicht möglich, bei Aufrechterhaltung eines großen Anodenruhestromes die Röhren stets knapp vor dem Schwingungseinsatz zu halten und somit große Empfindlichkeit mit größtmöglichster Lautstärke zu vereinigen.

Die verzögernde Wirkung der Drossel auf den Schwingungseinsatz tritt im übrigen auch ein, wenn man bei der Doppelgitterröhre Anode und Raumladegitter sinngemäß vertauscht, d. h. statt der Negadynschaltung die bekannte Dreipunktschaltung, für die die Versuchsanordnung in der Abb. 6 dargestellt ist, verwendet. Die Drossel liegt jetzt

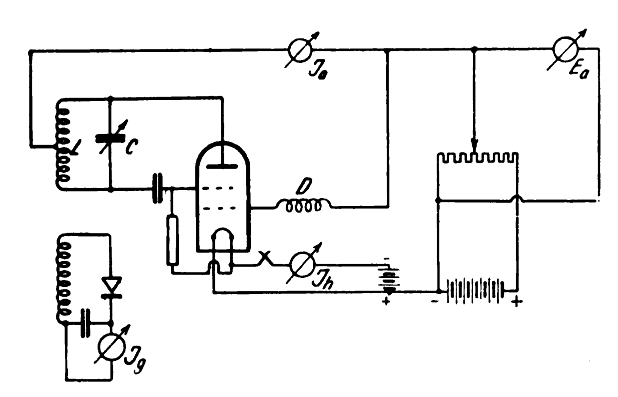


Fig. 6.

im Raumladegitterkreis. Die Frequenzabhängigkeit von der Rückkopplung und dgl. mehr sind ja bei dieser Schaltung hinlänglich bekannt, so daß auf die Wiedergabe der Meßergebnisse verzichtet werden kann; lediglich soll die Einwirkung der Drosselspule im Raumladegitterkreis auf den Verlauf der Schwingungsamplituden veranschaulicht werden. Die Abb. 7 zeigt, daß bei Vorhandensein einer Drossel die Schwingungen fast über den ganzen Wellenbereich konstant sind und daß ihre Amplitude mit zunehmender Impedanz der Drossel D abnimmt. Auch hier ist es also möglich, im wesentlichen ähnliche Erscheinungen herbeizuführen wie bei der Negadynschaltung.

Es ist mir endlich eine angenehme Pflicht, Herrn Hofrat Prof. Dr. Reithoffer, wie seinem Assistenten, Herrn

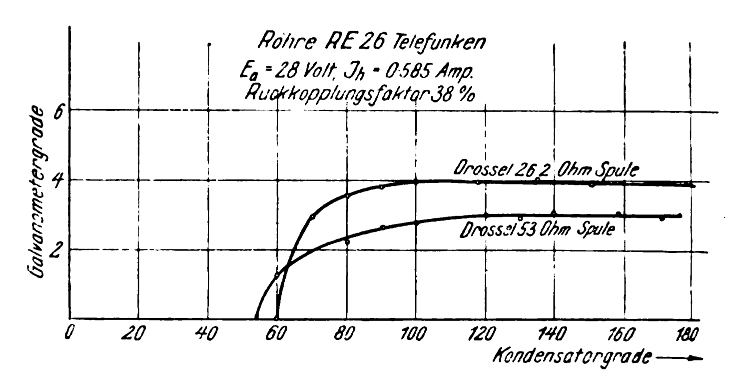


Fig. 7.

Ing. Wolf, die mir die Durchführung dieser Arbeit in liebenswürdiger Weise ermöglichten, für ihr Entgegenkommen auch an dieser Stelle verbindlichst zu danken.

Zusammenfassung.

Durch die Verlegung der Zuleitung des Raumladegitters an eine Anzapfung des Schwingungskreises kann bei der Negadynschaltung die Rückkopplung so weit heruntergedrückt werden, daß der labile Zustand vor dem Schwingungseinsatz erst bei ziemlich hohen Heizwerten erreicht wird. Dadurch wird das Auftreten eines hohen Anodenruhestromes möglich gemacht. Beim Einschalten einer Drossel von genügend hoher Induktivität in den Anodenkreis wird die Schwingungstendenz der Röhre noch weiter unterdrückt.

Radio-Laboratorium des Elektrotechn. Institutes, Wien.

(Eingegangen am 18. Juni 1927.)

Dispersionsmessungen im Gebiete kurzer elektrischer Wellen.

Von W. Heim, Zürich.

Inhaltsübersicht.

I. Theoretisches zum Lecherschen Paralleldrahtsystem.

§ 1. Allgemeines: Bekanntlich ist die Theorie des Lecherschen Paralleldrahtsystems besonders von Drude[11]) ausführlich entwickelt worden. Sobald es sich jedoch um etwas verwickeltere Verhältnisse am Paralleldrahtsystem handelt, wird das Rechnen nach den Methoden Drudes kompliziert und unanschaulich. Dies mag zur Folge gehabt haben, daß in der Literatur oft über ge-

wisse Fragen, wie die Wirkung der Absorption auf den Abstand der Resonanzmaxima, den Einfluß der Lage des Spannungsknotens bezüglich der Trennungsebene zweier Medien auf die Lage der übrigen Knoten usw. nicht die nötige Klarheit geherrscht hat, und daß daraus viele Fehlresultate zu erklären sind. Im folgenden habe ich ein Verfahren angewandt, das den Methoden der Kabeltechnik entliehen ist und auf der Einführung komplexer Ersatzwiderstände beruht.[34]) Die nicht quasistationären Probleme werden dadurch auf quasistationäre reduziert. Das Verfahren erhält dadurch den Vorzug großer Uebersichtlichkeit und Einfachheit.

Das Kabel habe pro Längeneinheit die Selbstinduktion L, die Kapazität K, den Ohm schen Widerstand R und die Ableitung A.[5]) In bekannter Weise führt die Anwendung des Induktionsgesetzes und die Kontinuitätsbedingung für den Strom auf die beiden Differentialgleichungen:

$$\left.\begin{aligned} -\frac{\partial e}{\partial x} &= R\,i + L\frac{\partial i}{\partial t} \\ -\frac{\partial i}{\partial x} &= A\,e + K\frac{\partial e}{\partial t} \end{aligned}\right\}$$

für die sich als Lösung ergibt:

$$(1)\quad \left\{\begin{aligned} e &= \mathfrak{E}\,\varepsilon^{j\omega t} = (a_1\,\varepsilon^{j\gamma x} + a_2\,\varepsilon^{-j\gamma x})\,\varepsilon^{j\omega t} \\ i &= \mathfrak{J}\,\varepsilon^{j\omega t} = \left(-\frac{a_1}{Z}\,\varepsilon^{j\gamma x} + \frac{a_2}{Z}\,\varepsilon^{-j\gamma x}\right)\varepsilon^{j\omega t} \end{aligned}\right.$$

Dabei bedeuten e und i die Momentanwerte, $\mathfrak{E}$ und $\mathfrak{J}$ die Amplituden von Spannung und Strom, gemessen an der Stelle x des Kabels, ε ist die Basis der natürlichen Logarithmen, j die imaginäre Einheit, γ berechnet sich aus den Konstanten des Kabels:

$$(2)\qquad \gamma = \alpha + j\beta = \sqrt{-(R + j\omega L)(A + j\omega K)}$$

ist also im allgemeinen eine komplexe Größe; ω ist die Kreisfrequenz der ungedämpften Schwingungen. Handelt es sich um ein Problem mit gedämpften Schwingungen, so ist in dieser Lösung überall für ω der komplexe Wert $\omega = \omega_0 + j\lambda$ einzusetzen, wo dann ω_0 die Frequenz und λ die zeitliche Dämpfung bedeuten. Ferner wurde in (1) noch zur Abkürzung der sog. Wellenwiderstand

$$(3)\qquad Z = \sqrt{\frac{R + j\omega L}{A + j\omega K}}$$

eingeführt. Besteht das Kabel aus zylindrischen Leitern im homogenen Dielektrikum von der Dielektrizitätskonstante δ und der Permeabilität μ, so gilt

$$(4)\qquad K\cdot L = \frac{\delta\cdot\mu}{c^2}$$

c ist die Lichtgeschwindigkeit.

Wir drücken nun die Integrationskonstanten a_1 und a_2 der Gleichungen (1) aus durch die Amplitudenwerte $\mathfrak{E}_1$ und und $\mathfrak{J}_1$ am Anfang des Kabels ($x = 0$) und erhalten z. B. aus der zweiten Gleichung den Strom $\mathfrak{J}_2$ am Ende desselben ($x = l$):

$$\mathfrak{J}_2 = \mathfrak{J}_1\,\frac{\varepsilon^{j\gamma l} + \varepsilon^{-j\gamma l}}{2} - \frac{\mathfrak{E}_1}{Z}\,\frac{\varepsilon^{j\gamma l} - \varepsilon^{-j\gamma l}}{2}$$

oder nach $\mathfrak{E}_1$ aufgelöst:

$$\mathfrak{E}_1 = \mathfrak{J}_1 Z\,\frac{\varepsilon^{j\gamma l} + \varepsilon^{-j\gamma l}}{\varepsilon^{j\gamma l} - \varepsilon^{-j\gamma l}} - \mathfrak{J}_2 Z\,\frac{2}{\varepsilon^{j\gamma l} - \varepsilon^{-j\gamma l}}$$

Nun gilt:

$$\frac{\varepsilon^{j\gamma l} - \varepsilon^{-j\gamma l}}{2} = j \sin\gamma l$$

$$\frac{\varepsilon^{j\gamma l} + \varepsilon^{-j\gamma l}}{\varepsilon^{j\gamma l} - \varepsilon^{-j\gamma l}} = -j \operatorname{ctg}\gamma l$$

Dies in die vorige Gleichung eingesetzt und eine analoge Gleichung für $\mathfrak{E}_2$ beigefügt, ergibt:

$$(5)\quad \left\{\begin{aligned} \mathfrak{E}_1 &= -\mathfrak{J}_1\,Z j \operatorname{ctg}\gamma l + \mathfrak{J}_2\,Z j\,\frac{1}{\sin\gamma l} \\ \mathfrak{E}_2 &= -\mathfrak{J}_2\,Z j \operatorname{ctg}\gamma l + \mathfrak{J}_1\,Z j\,\frac{1}{\sin\gamma l} \end{aligned}\right.$$

Betrachten wir nun ein Paralleldrahtsystem von der Länge l (Fig. 1), dessen Drahtabstand klein sein soll gegen die Wellenlänge, und haben wir an beiden Enden zwischen den Drähten quasistationäre Kreise I und II mit den

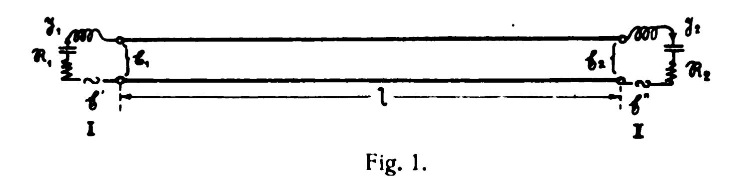


Fig. 1.

Wechselwiderständen $\mathfrak{R}_1$ und $\mathfrak{R}_2$ und den eingeprägten EMK $\mathfrak{E}'$ und $\mathfrak{E}''$, so gilt auch

$$\mathfrak{E}_1 = \mathfrak{E}' - \mathfrak{R}_1\mathfrak{J}_1$$
$$\mathfrak{E}_2 = \mathfrak{E}'' - \mathfrak{R}_2\mathfrak{J}_2$$

Wir führen noch die Abkürzungen ein:

$$\underline{\mathfrak{L} = -Z j \operatorname{ctg}\gamma l}$$

$$\underline{\mathfrak{L}' = Z j\,\frac{1}{\sin\gamma l}}$$

Dann geht (5) über in die Gleichung zweier gekoppelter Kreise:

$$(6)\quad \left\{\begin{aligned} &\underline{\mathfrak{E}' = \mathfrak{J}_1(\mathfrak{R}_1 + \mathfrak{L}) + \mathfrak{J}_2\,\mathfrak{L}'} \\ &\underline{\mathfrak{E}'' = \mathfrak{J}_2(\mathfrak{R}_2 + \mathfrak{L}) + \mathfrak{J}_1\,\mathfrak{L}'} \end{aligned}\right.$$

d. h. die beiden quasistationären Kreise I und II sind durch das Paralleldrahtsystem miteinander gekoppelt, und zwar kann dieses in seiner Wirkung ersetzt werden durch je einen zusätzlichen Wechselwiderstand $\mathfrak{L}$ in Kreis I und II und einen Kopplungswiderstand $\mathfrak{L}'$ zwischen beiden Kreisen.

Besonders einfach gestalten sich die Ausdrücke für $\mathfrak{L}$ und $\mathfrak{L}'$, wenn keine Absorption auftritt, also $A = 0$ und $R = 0$ ist. Dann wird unter Berücksichtigung von (4)

$$Z = \sqrt{\frac{L}{K}} = \frac{c\cdot L}{\sqrt{\delta\cdot\mu}}$$

$$(7)\qquad \gamma = \omega\sqrt{L\,K} = \frac{\omega}{c}\sqrt{\delta\cdot\mu} = \frac{2\pi}{\lambda}$$



und damit

$$
\text{(6a)}\left\{
\begin{aligned}
\mathfrak{L} &= -j \frac{c\cdot L}{\sqrt{\delta\cdot\mu}} \operatorname{ctg} 2\pi \frac{l}{\lambda} \\
\mathfrak{L}' &= j \frac{c\cdot L}{\sqrt{\delta\cdot\mu}} \frac{1}{\sin 2\pi \frac{l}{\lambda}}
\end{aligned}
\right.
$$

§ 2. Bestimmung der Wellenlänge in Luft.

a) Am Ende kurzgeschlossenes Paralleldrahtsystem.

$R_2 = 0$ und $\mathfrak{E}'' = 0$ in Gleichung (6) eingesetzt und $\mathfrak{J}_2$ eliminiert, ergibt:

$$
\mathfrak{E}' = \mathfrak{J}_1 (\mathfrak{R}_1 + j Z \operatorname{tg} \gamma l) \tag{8}
$$

Das Paralleldrahtsystem wirkt in bezug auf den am Anfang angeschlossenen Wechselstromkreis wie ein Wechselwiderstand von der Größe

$$
\mathfrak{R} = j Z \operatorname{tg} \gamma l = j \frac{c\cdot L}{\sqrt{\delta\cdot\mu}} \operatorname{tg} 2\pi \frac{l}{\lambda} \tag{8a}
$$

da in Luft $R = 0$ und $A = 0$ gesetzt werden kann. Für parallele Drähte ist nun

$$
L = 4\mu \lg \frac{\frac{1}{2} a + \sqrt{\frac{a^2}{4} - \varrho^2}}{\varrho}
$$

wo ϱ den Drahtradius und a den Drahtabstand bedeuten. In meiner Apparatur war fast überall $a = 2$ cm und $\varrho = 0{,}035$ cm. Daraus folgt $L = 16{,}2$ und der Widerstand in Luft

$$
\mathfrak{R} = j\, 486 \operatorname{tg} 2\pi \frac{l}{\lambda} \quad \Omega
$$

b) Detektor direkt im Meßkreis. Ein Kristalldetektor D wird als feste Brücke zwischen die Drähte gebracht (Fig. 2). Mit einer beweglichen Kapazitätsbrücke B werden zur Bestimmung der Wellenlänge die Resonanzstellen aufgesucht, die periodisch in Abständen von $\frac{\lambda}{2}$ auftreten. Die induktive Ankopplung K befindet sich unmittelbar beim Detektor. Das Drahtende hinter dem Detektor

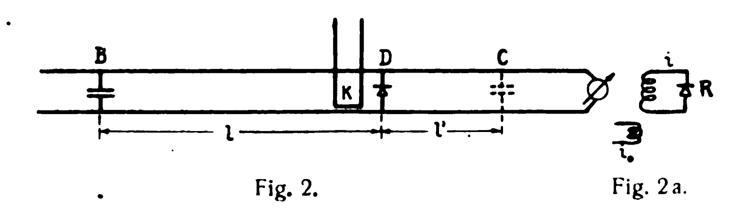


Fig. 2. Fig. 2a.

dient als Galvanometerleitung. Zur Berechnung der Resonanzkurve können wir den Ohmschen Widerstand der Drähte vernachlässigen gegenüber dem relativ großen Widerstand R des Detektors. Wir ersetzen das Paralleldrahtsystem durch den Wechselwiderstand (8a) und haben dann das quasistationäre Schaltungsschema (Fig. 2a). Bei loser Kopplung haben wir eine konstante induzierte EMK $\mathfrak{E}$. Der Schwingungsstrom $\mathfrak{J}$ im Detektor wird

$$
\mathfrak{J} = \frac{\mathfrak{E}}{R + \mathfrak{R}} = \frac{\mathfrak{E}}{R + j\, c\, L \operatorname{tg} 2\pi \frac{l}{\lambda}}
$$

und der Effektivwert von $\mathfrak{J}$ gibt die gesuchte Resonanzkurve, d. h. $\mathfrak{J}$ als Funktion von l:

$$
\mathfrak{J}^2 = \frac{\mathfrak{E}^2}{R^2 + c^2 L^2 \operatorname{tg}^2 2\pi \frac{l}{\lambda}}
$$

Kurve I (Fig. 3) gibt eine experimentell aufgenommene Resonanzkurve. Die durch Kreis markierten Punkte sind

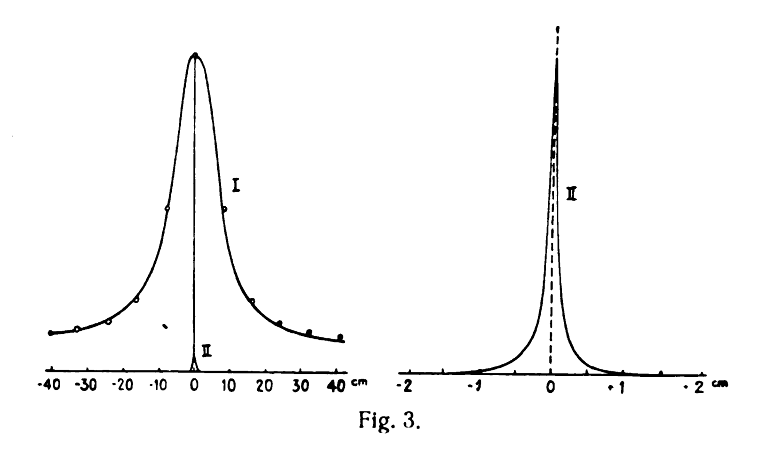


Fig. 3.

berechnet. Als Grundlage der Rechnung diente der höchste und tiefste Punkt der experimentellen Kurve.

Um die Resonanzschärfe zu beurteilen, wollen wir die Kurve im Resonanzmaximum $l = \frac{\lambda}{2}$ durch eine Parabel annähern und setzen $l = \frac{\lambda}{2} + \Delta l$. Dann wird in erster Näherung

$$
\mathfrak{J}^2 = \frac{\mathfrak{E}^2}{R^2 + c^2 L^2\, 4\pi^2 \left(\frac{\Delta l}{\lambda}\right)^2} \sim \frac{\mathfrak{E}^2}{R^2}\left[1 - 4\pi^2 c^2 \frac{L^2}{R^2}\left(\frac{\Delta l}{\lambda}\right)^2\right]
$$

$$
\mathfrak{J}^2 = \mathfrak{J}^2_{\max}\left[1 - 4\pi^2 c^2 \frac{L^2}{R^2}\left(\frac{\Delta l}{\lambda}\right)^2\right]
$$

Die Resonanzschärfe bezogen auf die Wellenlänge wird um so größer, je größer der Faktor $4\pi^2 c^2 \frac{L^2}{R^2}$ von $\left(\frac{\Delta l}{\lambda}\right)^2$ ist; d. h. es müssen die Drähte bei großem Abstand möglichst dünn gewählt und der Ohmsche Widerstand nach Möglichkeit verkleinert werden. Der Einfluß von Drahtdicke und Drahtabstand wurde im Experiment qualitativ geprüft und richtig gefunden.

c) Detektor lose angekoppelt: Der Widerstand wird dadurch verkleinert, daß man dem Detektor parallel eine Kapazität schaltet, so daß der Schwingungsstrom zur Hauptsache durch diesen Nebenschluß geht und nur ein geringer Teil davon im Detektor vernichtet wird. Diese Aenderung ergab die wesentlich schärfere Resonanzkurve (Fig. 3, II).

d) Auslöschmethode (oder Nullmethode). Es kann im Prinzip jede Erscheinung am Paralleldrahtsystem zur Wellenlängenmessung benutzt werden, da sie sich nach Gleichung (6a) notwendig periodisch in Abständen von $\frac{\lambda}{2}$ wiederholen muß, so lange dabei die Absorption auf den Drähten nicht in Frage kommt. Es soll hier noch auf die nach meiner Erfahrung empfindlichste Methode der Wellenlängenmessung hingewiesen werden, die von Holborn[10])

schon benutzt wurde. Wir gehen aus von der Anordnung (Fig. 2) und stellen die Brücke B auf Resonanz ein $\left(l \frac{\lambda}{2}\right)$ so daß das Galvanometer maximal ausschlägt. Setzen wir nun auf der anderen Seite des Detektors eine weitere Kapazitätsbrücke C auf, so fällt der Strom beim Verschieben dieser Brücke immer scharf fast auf Null ab, wenn der Abstand ein ganzes Vielfaches von $\frac{\lambda}{2}$ ist. Zur Erklärung dieser Tatsache erinnern wir uns, daß das hintere Drahtende mit der Brücke C wirkt wie ein Wechselwiderstand $R = j c L \operatorname{tg} 2\pi \frac{l'}{\lambda}$ der für $l' = n\frac{\lambda}{2}$ Null wird, so daß der Detektor durch die hintere Brücke kurz geschlossen ist. Fig. 4 gibt die entsprechenden Kurven.

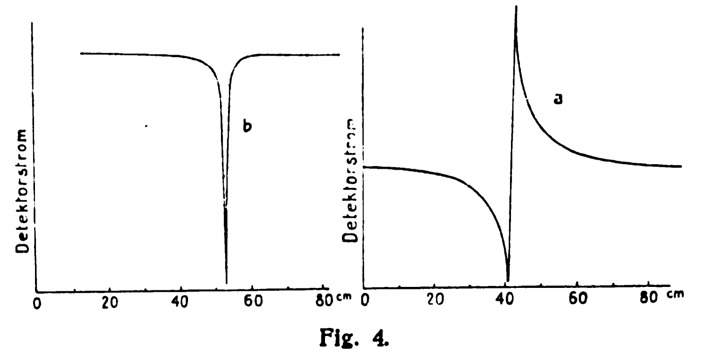


Fig. 4.

Je nach der Lage der Brücke B erhält man unsymmetrische Kurven wie a oder eine symmetrische wie b. Die Schärfe des Abfalls hängt nur ab von der Absorption des hinteren Drahtendes und der Brücke C und nicht vom Detektorwiderstand. Ein weiterer Vorteil ist dadurch gegeben, daß man im Minimum, um scharfe Einstellung zu erhalten, die höchste Galvanometerempfindlichkeit voll ausnützen kann, was bei Maximumbeobachtung nur mit Kompensation erreicht werden kann.

§ 3. Bestimmung der Wellenlänge in Flüssigkeit.

Das Paralleldrahtsystem durchquert am einen Ende einen Glastrog, der mit der zu messenden Flüssigkeit gefüllt ist (Fig. 5). Die Detektorbrücke D ist im Abstande l_1 von der Trogwand fest aufgesetzt. Der Detektor ist bei dieser Anordnung nur kapazitiv an die Drähte angekoppelt, damit die Detektor-Gleichspannung nicht mehr am Paralleldrahtsystem liege. Dies macht eine besondere verdrillte Galvanometerleitung nötig. Eine bewegliche Kurzschlußbrücke B in der Flüssigkeit dient zum Aufsuchen der Strommaxima. Ihr Abstand von der Trogwand sei l_2.

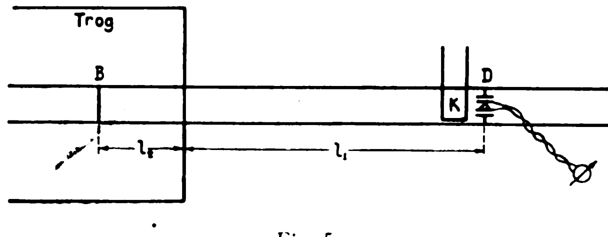


Fig. 5.

a) Flüssigkeit ohne Absorption, Spannungsknoten in der Trennungsebene: $l_1 = n\frac{\lambda_1}{2}$.

Zur theoretischen Betrachtung setzen wir am einfachsten $l_1 = o$. Dann befindet sich das ganze für die Schwingungen in Frage komende Stück Paralleldraht in Flüssigkeit und die Resonanzkurve berechnet sich nach § 2 b, mit dem einzigen Unterschied, daß jetzt $\delta > 1$ ist. Die Wellenlänge in Flüssigkeit berechnet sich aus (7) zu: $\lambda_2 = \frac{2\pi c}{\omega} \frac{1}{\sqrt{\delta \cdot \mu}}$ und die Resonanzkurve:

$$\mathfrak{J}^2 = \frac{\mathfrak{E}^2}{R^2 + \frac{c^2 L^2}{\delta} \operatorname{tg}^2 2\pi \frac{l_2}{\lambda_2}}$$

Die Annäherung im Resonanzgipfel

$$\mathfrak{J}^2 = \mathfrak{J}^2_{max}\left[1 - 4\pi^2 c^2 \frac{L^2}{\delta R^2}\left(\frac{\Delta l}{\lambda_2}\right)^2\right]$$

ergibt eine geringere Resonanzschärfe als in Luft. Dafür aber stehen zum Messen meistens eine große Zahl von Wellenlängen zur Verfügung.

b) Flüssigkeit ohne Absorption, Spannungsknoten nicht in der Trennungsebene: Mit Hilfe der Formel (6) berechnet sich die Lage der Maxima unter Vernachlässigung der Absorption relativ einfach und ergibt für l_{2max} die Gleichung

$$\operatorname{tg} 2\pi \frac{l_{2max}}{\lambda_2} = -\frac{\lambda_1}{\lambda_2} \operatorname{tg} 2\pi \frac{l_1}{\lambda_1} \tag{10}$$

(Ableitung siehe § 3d). Zunächst sieht man, daß die Maxima immer um $\frac{\lambda_2}{2}$ voneinander abstehen, unabhängig von der relativen Lage derselben zur Trogwand, daß also für diesen Fall der Abstand der Maxima einwandfrei zur Bestimmung der Wellenlänge benutzt werden darf. Des genaueren ergibt sich aus der Formel, wo das Maximum im Trog zu liegen kommt, wenn die Brückenstellung l_1 in Luft gegeben ist, eine Funktion, die sich quantitativ genau deckt mit einer experimentellen Kurve von Weichmann[33]), die er mit schwach gedämpften Wellen erhalten hat. Daß der Abstand der Maxima nicht von der Knotenlage abhängt, fand ich experimentell für Paraffinöl gut bestätigt. Es wurde dabei die Brücke in Luft um 5 cm verschoben, wobei sich λ_2 um bloß 1‰ änderte.

c) Flüssigkeit mit Absorption, Spannungsknoten in der Trennungsebene: $l_1 = n\frac{\lambda_1}{2}$.

Wir setzen zur theoretischen Betrachtung $l_1 = 0$. Es liegt dann der Fall § 3a vor mit dem Unterschied, daß hier Absorption im Dielektrikum auftritt, $A \neq 0$. Vernachlässigen wir den Widerstand R der Detektorbrücke gegenüber der Absorption, was beispielsweise bei Messungen in destilliertem Wasser gut zutrifft, so erhalten wir für den Absolutwert des Stromes in der Detektorbrücke

$$\mathfrak{J}^2 = \frac{\mathfrak{E}^2}{\mathfrak{R}^2} \tag{11}$$

wo sich für $\mathfrak{R}^2$ nach (8a), (3) und (2) ergibt:

$$\mathfrak{R}^2 = \mathfrak{R} \cdot \overline{\mathfrak{R}} = Z \cdot \overline{Z} \operatorname{tg} \gamma l \cdot \overline{\operatorname{tg} \gamma l} = \sqrt{\frac{R^2 + \omega^2 L^2}{A^2 + \omega^2 K^2}} \; \frac{ch\, 2\beta l + \cos 2\alpha l}{ch\, 2\beta l - \cos 2\alpha l}$$

$\overline{\mathfrak{R}}$, $\overline{Z}$ etc. bedeuten wie üblich die konjugiert komplexen

Werte von $\mathfrak{R}$, Z etc. α und β berechnen sich aus (2) zu

$$2\alpha^2 = +(\omega^2 KL - AR) + \sqrt{(\omega^2 L^2 + R^2)(\omega^2 K^2 + A^2)}$$

$$2\beta^2 = -(\omega^2 KL - AR) + \sqrt{(\omega^2 L^2 + R^2)(\omega^2 K^2 + A^2)}$$

Für unseren speziellen Fall, wo $R = o$ und wir A durch die Leitfähigkeit σ des Dielektrikums messen möchten, gehen wir zur Berechnung von α und β zweckmäßig von der Ueberlegung aus, daß für die Drahtwellen dieselbe Dämpfung sich ergeben muß wie für eine freie ebene elektromagnetische Welle in demselben Halbleiter, da die Energie vollständig im Dielektrikum vernichtet wird. Wir können dann das für diesen Fall bekannte Resultat¹) übernehmen und uns auch in den Bezeichnungen an die Optik anlehnen und setzen:

$$13)\qquad \gamma = \frac{\omega}{c}(n - j\varkappa)$$

wo n der Brechungsindex und $\varkappa$ der Extiktionskoeffizient ist. Für die ebene Welle im Halbleiter gilt nun

$$(n - j\varkappa)^2 = \delta\cdot\mu - j\frac{4\pi c^2\sigma\cdot\mu}{\omega} \qquad \sigma \text{ abs. el. magn.}$$

Daraus erhalten wir für n^2 $(\mu = 1)$

$$n^2 = \delta\left(1 + \frac{\varkappa^2}{\delta}\right) = \delta\,\frac{1 + \sqrt{1 + \frac{16\pi^2 c^4\sigma^2}{\omega^2\delta^2}}}{2} \sim \delta\left(1 + \frac{4\pi^2 c^4\sigma^2}{\omega^2\delta^2}\right)$$

$$(14)\quad \begin{cases} n \sim \sqrt{\delta}\left(1 + \frac{1}{2}\frac{\varkappa^2}{\delta}\right) \sim \sqrt{\delta}\left(1 + \frac{2\pi^2\sigma^2}{\omega^2\delta^2}\right) \\ \quad = \sqrt{\delta}\left(1 + 450\,\lambda^2_{Luft}\frac{\sigma^2_{\Omega^{-1}cm^{-1}}}{\delta^2}\right) \end{cases}$$

Darin ist nun der Einfluß der Leitfähigkeit auf den Brechungindex resp. auf die Wellenlänge ausgedrückt, der von Drude [12]) schon berechnet und berücksichtigt worden ist. Nun fragt es sich aber, ob der Abstand der Resonanzmaxima auch dieser veränderten Wellenlänge entspricht. Die Rechnung wird zeigen, daß dies nicht der Fall ist, daß die Maxima überhaupt nicht äquidistant sind.

Für die Resonanzkurve in einem absorbierenden Medium ergibt sich aus (11), (12) und (13) die Gleichung:

$$\mathfrak{J}^2 = \mathfrak{E}^2\sqrt{\frac{A^2 + \omega^2 K^2}{R^2 + \omega^2 L^2}}\;\frac{ch\,2\frac{\omega}{c}\varkappa l_2 + \cos 2\frac{\omega}{c} n l_2}{ch\,2\frac{\omega}{c}\varkappa l_2 - \cos 2\frac{\omega}{c} n l_2}$$

Indem wir $\frac{d\mathfrak{J}^2}{dl_2} = 0$ setzen, erhalten wir für die Abszissen der Extrema die Bedingungsgleichung

$$\operatorname{tg} 2\frac{\omega}{c} n l_2 = -\frac{\varkappa}{n}\operatorname{tgh} 2\frac{\omega}{c}\varkappa l_2$$

In Fig. 6 sind linke und rechte Seite obiger Gleichung als Funktionen von l_2 graphisch aufgetragen. Die markierten Schnittpunkte ergeben die Lage der Strommaxima, die andern die Minima.

Die Distanz fällt am Anfang des Troges zu klein aus und wird weiter hinten mehr und mehr normal $\frac{\lambda_2}{2}$. Die obere Grenze der Abweichung der ersten Distanzen erhält man dadurch, daß man die tg- und tgh-Funktion durch eine Tangente annähert (Fig.), wobei sich für den Abstand zweier Maxima ergibt:

$$\Delta l_{2max} = \frac{\pi c}{\omega\cdot n}\,\frac{1}{1 + \frac{\varkappa^2}{n^2}} \sim \frac{\pi\cdot c}{\omega\cdot n}\left(1 - \frac{\varkappa^2}{n^2}\right)$$

Benutzen wir für n noch die Korrekturformel (14), so wird:

$$\Delta l_{2max} \sim \frac{\pi\cdot c}{\sqrt{\delta}}\left(1 - \frac{\varkappa^2}{n^2}\right)\left(1 - \frac{1}{2}\frac{\varkappa^2}{n^2}\right) \sim \Delta l_0\left(1 - \frac{3}{2}\frac{\varkappa^2}{n^2}\right)$$

oder in σ ausgedrückt:

$$\Delta l_{2max} \sim \Delta l_0\left(1 - 1350\,\lambda^2_{Luft}\frac{\sigma^2_{\Omega^{-1}cm^{-1}}}{\delta^2}\right)$$

Der gesamte Fehler kann demnach den dreifachen Betrag der Korrektur (14) annehmen. Je kleiner $\frac{\varkappa}{n}$ ist, desto mehr nähert sich die wirkliche Korrektur dieser oberen Grenze.

d) Flüssigkeit mit Absorption, Spannungsknoten nicht in der Trennungsebene:

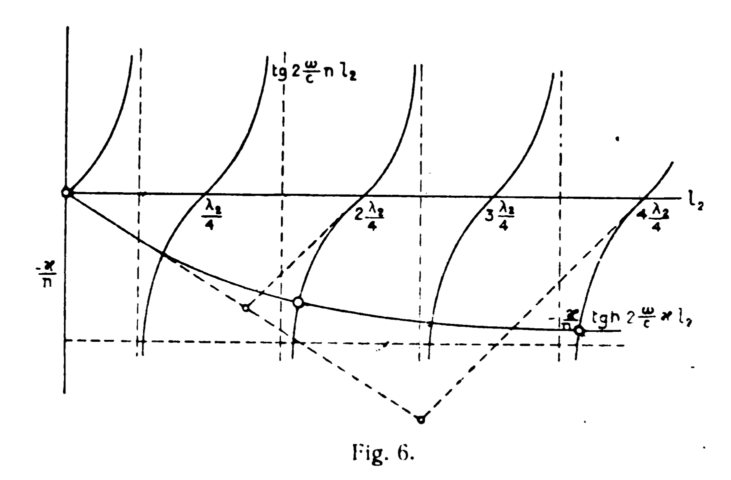


Fig. 6.

Wir haben die Detektorbrücke nicht genau in der Trogwand (resp. $\frac{\lambda_1}{2}$ davon entfernt) anzunehmen, sondern um die Strecke l_1 dagegen verschoben, wobei der Einfachheit halber l_1 klein sein soll gegen die Wellenlänge. Der Wechselwiderstand dieses kleinen Drahtbügels in Luft ist dann

$$\mathfrak{R}_1 = j\,c\,L\operatorname{tg} 2\pi\frac{l_1}{\lambda_1} \sim j\,\omega L\,l_1$$

Derjenige des Paralleldrahtsystems in Flüssigkeit ($\mathfrak{R}_2$) berechnet sich nach (12), und aus beiden ergibt sich der Strom in der Trogwand nach (8) und wegen des kleinen l_1 auch im Detektor zu:

$$\mathfrak{J} = \frac{\mathfrak{E}}{\mathfrak{R}_1 + \mathfrak{R}_2} = \frac{\mathfrak{E}}{j\,\omega L\,l_1 + j\,Z_2\operatorname{tg}\gamma_2 l_2}$$

Die Verhältnisse sollen zuerst an einem graphischen Verfahren erläutert werden.[23]) Fig. 7 gibt eine Darstellung von $j\operatorname{tg}\gamma_2 l_2$ in der komplexen Ebene mit l_2 als Parameter $\left(\frac{\varkappa}{n} = 0{,}016\right)$. Nach (8a) geht $\mathfrak{R}_2$ daraus hervor durch Multiplikation mit Z, d. h. geometrisch durch eine Aenderung des Maßstabes und durch eine kleine Drehung um den Nullpunkt. Auf den gestrichelten Kreisen liegen Punkte gleicher Phase, d. h. die verschiedenen Schnittpunkte der

Spirale mit einem solchen Kreis entsprechen Brückstellungen, die um $\frac{\lambda_2}{2}$ auseinanderliegen. Würden also die verschiedenen Maximalstellen auf einem solchen Kreisbogen liegen, so wäre die Bedingung der Aequidistanz erfüllt.

Es sei nun zunächst die Knotenverschiebung Null (§ 3c). Dann entsprechen den Resonanzstellen ($|\mathfrak{Z}| = \max.$) die Punkte kleinsten Abstandes vom Koordinatenursprung ($|\mathfrak{R}| = \min.$) Diese liegen nun nicht genau auf der reellen Achse, weil die Kreise (auch die reelle Achse) und die Spirale sich nicht senkrecht schneiden, sondern den kleinen

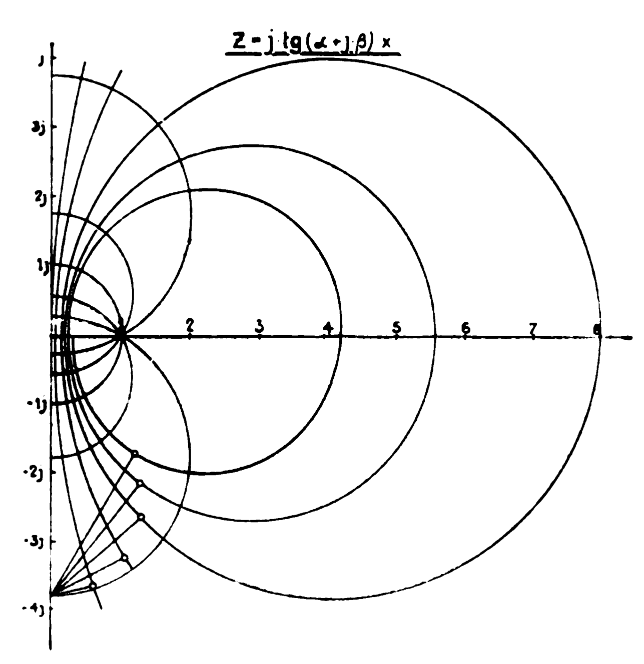


Fig. 7.

überall gleichen Winkel φ bilden, wo $\operatorname{tg} \varphi = \frac{\varkappa}{n}$ ist.

Ist nun noch eine Knotenverschiebung vorhanden, so daß $|\mathfrak{R}_1 + \mathfrak{R}_2| = \min.$ sein muß, so bedeutet das geometrisch, daß nun ein Minimum sein muß, der Abstand vom Punkte $-\frac{\mathfrak{R}_1}{Z_2}$ der nahe der imaginären Achse liegt, da Z_2 in erster Näherung reell ist. Man sieht nun, daß diese Maxima keinesfalls Punkte gleicher Phase sein können (Fig. 7).

Es sei noch erwähnt, daß die Kurve durch konforme Abbildung der logarithmischen Spirale $w = \varepsilon^{-2j\gamma l_2}$ erhalten werden kann, unter Verwendung der Relation: $j \operatorname{tg} z + 1 = \frac{2}{1 + \varepsilon^{-2jz}}$.

Die Berechnung der Lage der Maxima ergab sich unter Berücksichtigung des Umstandes, daß für ein Minimum von $|\mathfrak{R}_1 + \mathfrak{R}_2|$ die Aenderung von $\mathfrak{R}_1 + \mathfrak{R}_2$ senkrecht stehen muß auf $\mathfrak{R}_1 + \mathfrak{R}_2$, daß also der komplexe Quotient

$$\frac{\mathfrak{R}_1 + \mathfrak{R}_2}{\frac{d}{d\, l_2}(\mathfrak{R}_1 + \mathfrak{R}_2)}$$

rein imaginär sein muß. Durch Nullsetzen des Realteils desselben ergibt sich unter Vernachlässigung der schon erwähnten kleinen Drehung der Spirale als Maximumbedingung:

$$-\operatorname{tg} 2\varphi_2 = \frac{\varkappa}{n} \operatorname{tgh} 2\frac{\varkappa}{n}\varphi_2 + n\,\varphi_1 \left(1 + \frac{1}{\cos 2\varphi_2\, ch\, 2\frac{\varkappa}{n}\varphi_2} - \frac{\varkappa}{n} \operatorname{tg} 2\varphi_2 \operatorname{tgh} 2\frac{\varkappa}{n}\varphi_2\right).$$

Dabei ist φ_2 für $\frac{\omega}{c} n\, l_2$ und φ_1 für $\frac{\omega}{c} l_1$ gesetzt worden. Für $\varphi_1 = 0$ ergibt sich Fall § 3c und die Gleichung geht über in (15). Für $\varkappa = 0$ haben wir Fall § 3b und nach einer kleinen Umformung ergibt sich Gleichung (10).

Wir vereinfachen nun die Gleichung für den Fall, daß $\frac{\varkappa}{n}$ und $n\varphi_1$ kleine Größen gleicher Ordnung seien. Dann kann das letzte Glied in der Klammer vernachlässigt werden. Da ferner die rechte Seite eine kleine Größe ist, und damit die linke und daher φ_2 immer nahe einem ganzen Vielfachen von 2π wird, setzen wir $\cos 2\varphi_2 = 1$. Die vereinfachte Gleichung lautet dann:

$$\operatorname{tg} 2\varphi_2 = -\frac{\varkappa}{n} \operatorname{tgh} 2\frac{\varkappa}{n}\varphi_2 - n\,\varphi_1 \left(1 + \frac{1}{ch\, 2\frac{\varkappa}{n}\varphi_2}\right) \tag{15a}$$

Es kommt also zur Korrekturformel (15) noch ein weiteres Glied, die Knotenverschiebung enthaltend, dazu. In Fig. 8 sind linke und rechte Seite der Gleichung als Ordinate mit φ_2 als Abszisse aufgetragen. Während ohne

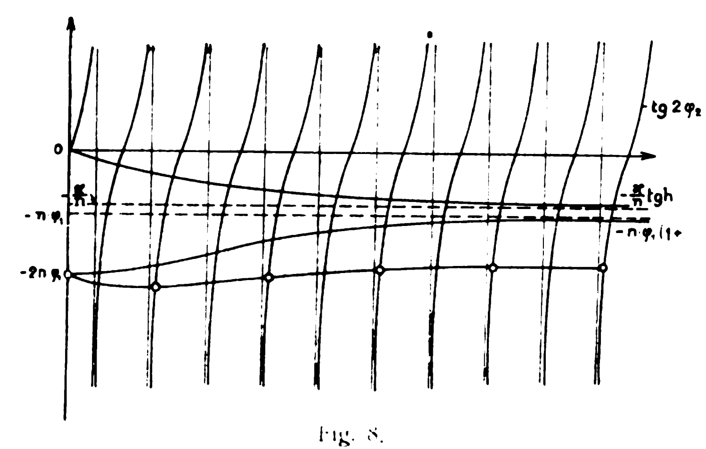


Fig. 8.

Knotenverschiebung die Verfälschung der Wellenlänge am Anfang des Troges am stärksten ist, kommt von der Knotenverschiebung her noch ein Einfluß der in der Mitte bei $l_2 = \frac{0{,}88}{\varkappa}\frac{c}{2\omega}$ seinen größten Wert hat und am Troganfang und im Unendlichen die Messung nicht beeinflußt. Der maximale Einfluß dazwischen beträgt:

$$\Delta l_{\max} = \Delta l_0 \left(1 + \frac{l_1}{\lambda_2}\frac{\varkappa}{n}\right) \tag{17}$$

und bewirkt bei positivem l_1 eine Vergrößerung der Wellenlänge.

Für die Auswertung dieser Formel muß die Größe $\frac{\varkappa}{n}$ bekannt sein. Sie läßt sich bei Verlusten durch elektrolytische Leitfähigkeit berechnen aus (14) zu



$$\frac{\varkappa}{n} = 30\, \lambda_{Luft} \frac{\sigma\ \mathrm{cm}^{-1}}{\delta}$$

Oft ist aber σ nicht bekannt oder die Dämpfung hat andere Ursachen. So tritt beispielsweise im Gebiete anormaler Dispersion Absorption auf, die nicht auf Leitfähigkeit beruht. Auch fand ich bei den Messungen in destilliertem Wasser Strahlungsdämpfung, die maximal ca. 20 mal so groß war als die von Leitfähigkeit herrührende, und die so groß wird, weil die Wellenlänge in Wasser für meinen Frequenzbereich vergleichbar mit dem Drahtabstand, im ungünstigsten Falle $\frac{\lambda_2}{2}$ gleich dem Drahtabstande 2 cm wird.

Man kann für diese Fälle $\frac{\varkappa}{n}$ aus der Amplitudenabnahme der Maxima berechnen, wenn man ein quantitatives Maß für den Strom besitzt. Es sollen zu diesem Zwecke zwei Maxima gewählt werden, von denen das zweite gerade doppelt so weit vom Troganfang entfernt ist wie das erste, und beide jedenfalls so weit, daß die Absorption in der Detektorbrücke gegen diejenige in der Flüssigkeit vernachlässigt werden kann. Dann ist der Widerstand für die beiden Maximalstellen $l_1 \sim m\frac{\lambda_2}{2}$ und $l_2 \sim 2\,m\frac{\lambda_2}{2}$, wo m eine ganze Zahl ist.

$$\Re_1 = j\,Z\,\mathrm{tg}\,\gamma\,l_1 = Z\,\mathrm{tgh}\,\pi\,m\frac{\varkappa}{n}$$

$$\Re_2 = j\,Z\,\mathrm{tg}\,\gamma\,l_2 = Z\,\mathrm{tgh}\,2\,\pi\,m\frac{\varkappa}{n}$$

und daraus

$$\frac{\Re_2}{\Re_1} = \frac{\Im_1}{\Im_2} = \frac{\mathrm{tgh}\,2\,\pi\,m\frac{\varkappa}{n}}{\mathrm{tgh}\left(\pi\,m\frac{\varkappa}{n}\right)} = \frac{2}{1+\mathrm{tg}^2\,\pi\,m\frac{\varkappa}{n}}$$

und daraus $\frac{\varkappa}{n}$:

$$\mathrm{tgh}^2\left(\pi\,m\frac{\varkappa}{n}\right) = \frac{2\,\Im_2 - \Im_1}{\Im_1} \tag{18}$$

Bei starker Absorption wird man also aus den Amplitudenverhältnissen zweier nach obiger Vorschrift ausgewählter Maxima nach Gleichung (18) $\frac{\varkappa}{n}$ berechnen, dann mit Hilfe von (16) die Wellenlänge korrigieren und mit (15a) oder (17) den Fehler abschätzen, der herrührt von der Unsicherheit beim Einstellen des Knotens in die Trogwand.

§ 4. Theorie der modifizierten, zweiten Drude schen Methode.

Zur Messung kleiner Aenderungen von bekannten Dielektrizitätskonstanten wurde eine Modifikation der zweiten Drude schen Methode[13]) verwendet. Sie erfordert sehr wenig Flüssigkeit und es läßt sich damit schneller messen. Die Anordnung ist durch Fig. 9 schematisch wiedergegeben.[7]) [26]) In ein kleines Glaskölbchen mit zwei Platinelektroden, die direkt an die Meßdrähte angelötet sind, kommt die zu messende Flüssigkeit. Eine bewegliche Brücke B wird in der Entfernung $l_2 - \frac{\lambda}{4}$ aufgesetzt, so daß sie einen Nebenschluß vom Widerstande ∞ zum Kölbchen bildet. Die Detektorbrücke D wird so eingestellt, daß Kreis I abgestimmt ist.

Wenn sich nun mit der DK der Flüssigkeit die Kapazität C des Kölbchens K etwas ändert, so wird nicht l_1 wie bei der Drude schen Anordnung, sondern l_2 auf Resonanz korrigiert und aus der Verschiebung Δl_2 auf die Aenderung $\frac{\Delta\delta}{\delta}$ der DK geschlossen. Dies hat den Vorteil, daß der Detektor das Kölbchen K und damit die Ankopplung unverändert bleiben und daß die Empfindlichkeit der Methode bedeutend gesteigert werden kann; denn die Verschiebung Δl_2 kann bei geeigneter Wahl von C bedeutend größer gemacht werden als das entsprechende Δl_1 bei der Drude schen Methode.

Um Δl_2 aus der Aenderung ΔC zu berechnen, vernachlässigen wir zunächst die Absorption in der Flüssigkeit und beachten, daß zur Erhaltung der Resonanz der Wechsel-

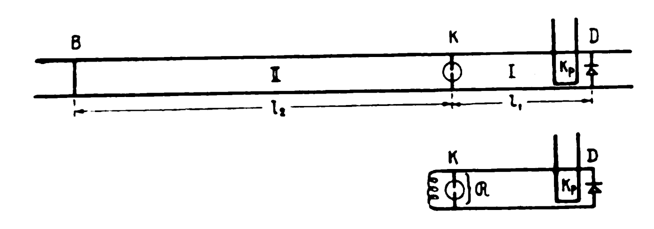


Fig. 9

widerstand $\Re$ resultierend aus der Parallelschaltung des Kondensators C und des Kreises II konstant bleiben muß, also

$$\frac{1}{\Re} = j\,\omega\,C + \frac{1}{j\,c\,L}\,\mathrm{ctg}\,2\,\pi\frac{l_2}{\lambda} = \text{konst.} = j\,\omega\,C_0$$

Setzen wir $C = C_0 + \Delta C$, $l_2 = \frac{\lambda}{4} + \Delta l_2$ und dividieren durch $j\,\omega$, so geht die Gleichung über in

$$C_0 + \Delta C + \frac{1}{\omega\,c\,L}\,\mathrm{tg}\,2\,\pi\frac{\Delta l_2}{\lambda} = C_0$$

woraus

$$\Delta C = \frac{-1}{\omega\,c\,L}\,\mathrm{tg}\,2\,\pi\frac{\Delta l_2}{\lambda} \sim \frac{-1}{c^2\,L}\,\Delta l_2$$

Soll C statt in elektromagnetischen in elektrostatischen Einheiten gemessen werden, so wird

$$\Delta C_{\mathrm{cm}} = -\frac{1}{L}\,\Delta l_2$$

Setzen wir noch $C = C_0 + \delta\,C_1$, so wird:

$$\frac{\Delta\delta}{\delta} = \frac{\Delta C}{C - C_0} = -\frac{\Delta l_2}{L(C - C_0)}$$

Aus einer Kapazitätsbestimmung des Kölbchens gefüllt mit Luft und Wasser (vgl. Abschn. II, § 4) ergab sich $C_0 =$ 0,038 cm und $C_1 = 0{,}074$ cm. Diese Werte in obige Gleichung eingesetzt, ergibt

$$\frac{\Delta\delta}{\delta} = -\frac{\Delta l_2}{97{,}5}$$

Eine direkte experimentelle Prüfung dieser Formel ergab ein stark abweichendes Resultat (s. Abschn. II, § 4). Dies be-



deutet, daß obiger Ansatz ungenügend ist und daß das Kölbchen überhaupt nicht mehr als quasistationäre Kapazität aufgefaßt werden darf.[15]) [22]) Für Meßzwecke muß die Apparatur daher geeicht werden. Doch sieht man jedenfalls, daß die Empfindlichkeit wächst mit $L(C - C_0)$, also mit der Größe der Kapazität des Kölbchens, welche für diese Messungen denn auch möglichst groß zu machen ist.

Wenn die Flüssigkeit leitet, so muß die gemessene Kapazität C_m korrigiert werden. Denn gemessen wird die scheinbare Kapazität, die dem effektiven Wechselwiderstand entspricht. Es berechnet sich daraus die wirkliche Kapazität C wie bei allen Kapazitätsmethoden zu

$$C = C_m \left[1 - \left(60\,\lambda_{cm} \frac{\sigma_{\Omega^{-1}\,cm^{-1}}}{\delta}\right)^2\right]$$

(Schluß folgt.)

(Eingegangen am 2. September 1927.)

Bemerkungen zu der Arbeit von Horst Winkler „Zieherscheinungen beim Lichtbogensender“.

Von **W. Burstyn**, Berlin.

Herr Winkler schreibt in seinem Aufsatz (ds. Jahrbuch **30**, S. 1, 1927, Heft 1) über die bisherigen Arbeiten:

„Merkwürdigerweise beschränken sich aber alle diese Untersuchungen auf den Spezialfall des Röhrensenders, der ja auch, wenigstens für kleinere und mittlere Leistungen, das Feld der Sendetechnik beherrscht.“

Herrn Winkler scheint es entgangen zu sein, daß in der ETZ vom 2. 12. 1920 (**41**, S. 951, 1920, Heft 48) eine Arbeit von mir erschienen ist mit dem Titel: „Kopplungserscheinungen bei ungedämpften Schwingungen“. In derselben habe ich die Zieherscheinungen bei Lichtbogensendern ausführlich erläutert. Uebrigens glaube ich auch das Verdienst für mich in Anspruch nehmen zu können, die Zieherscheinungen entdeckt zu haben. Zum ersten Male habe ich sie in einer Besprechung des Zenneckschen „Lehrbuches“ in der ETZ vom 26. 6. 1913 (**34**, S. 754, 1913, Heft 26) erwähnt, mit folgenden Worten:

„Wenn man mit einem nicht sehr lose gekoppelten Wellenmesser die Resonanzkurve einer Poulsenlampe aufnimmt, findet man ganz verschiedene Werte, je nachdem man den Kondensator nach der einen oder anderen Seite dreht: Die Welle wird sozusagen vom Wellenmesser mitgenommen und schnappt an einer bestimmten Stelle ab. Ueber diese wenig bekannte und, wie es scheint, in der Literatur noch nirgends behandelte Erscheinung sollte auf Seite 290 ein Wort stehen.“

(Eingegangen am 17. Oktober 1927.)

Referate.

E. L. Hall. Widerstand von Drahtleitungen verschiedener Typen und Größen als Wicklungen einlagiger Spulen bei 150 000 bis 6 000 000 Hertz. (Resistance of conductors of various types and sizes as windings of single-layer coils at 150 to 6000 kilocycles.) Tech. Pap. B. o. St. Nr. 330, Vol. 21, S. 109 bis 119, 1926.

Die Arbeit gibt experimentelle Daten über den Widerstand einlagiger Spulen, die mit massivem Kupferdraht, Litzendraht, Kupferrohr und Aluminiumflachdraht verschiedener Stärke bewickelt sind, im Frequenzbereich von 150 000 bis 6 000 000 Hz. Die Messungen hatten den Zweck, Drähte für die Spulen eines Normalfrequenzmessers auszusuchen, die den niedrigsten Hochfrequenzwiderstand hatten. Für die Messungen wurde die Methode der Widerstandsänderung in einem Schwingungskreis angewandt. Die Resultate sind in Kurvenblättern eingezeichnet und sind direkt vergleichbar, da die Spulen nahezu dieselbe Selbstinduktion hatten. Bei Frequenzen von 150 000 bis 1 500 000 Hz ergab sich die Überlegenheit von Kupferlitze, oberhalb dieser Frequenzen ist massiver Kupferdraht oder Kupferrohr vorzuziehen. An zwei verschiedenen Kupferlitzen wurde der Einfluss der Entfernung von Einzeldrähten aus dem Verband gezeigt. A. Scheibe.

Yujiro Kusunose. Durchschlag der Glaswände von Senderöhren. (Puncture damage trough the glass wall of a transmitting vacuum tube.) Proc. Inst. Radio Eng. **15**, S. 431—437, 1927.

Während beim Betrieb mit langen Wellen ein Durchschlag der Glaswände von Senderöhren kaum beobachtet wird, kommt er bei kurzen Wellen verhältnismäßig häufig vor. Nach den Untersuchungen, die in der Arbeit beschrieben sind, ist der Grund in der Erwärmung des Glases infolge von dielektrischen Verlusten zu suchen. Diese Erwärmung tritt besonders an denjenigen Stellen der Glaswände auf, an denen die elektrischen Kraftlinien des Feldes zwischen den Elektroden und ihren Zuleitungen stark konzentriert sind. Da die dielektrischen Verluste unter sonst gleichen Umständen proportional der Frequenz sind, so werden sie erheblich höher bei kurzen als bei langen Wellen. Für die Verteilung der Temperaturen im Verhältnis zur Dichte der elektrischen Kraftlinien ist dann noch wesentlich, daß die dielektrischen Verluste im Glas bei Erhöhung der Temperatur stark zunehmen. J. Zenneck.

Patentschau.

Von **Carl Lübben.**

Beseitigung der Fading-Störungen.

Brit. Pat. 262 152 (Brit. Thomson Houston Co., 30. November 1925).

Zur Beseitigung der Fadingstörungen soll am Sender eine periodische Aenderung der Polarisation vorgenommen werden. Die Hochfrequenzquelle 19 (Fig. 1) wird mit Hilfe einer Modulationseinrichtung 23, 24 abwechselnd mit einer

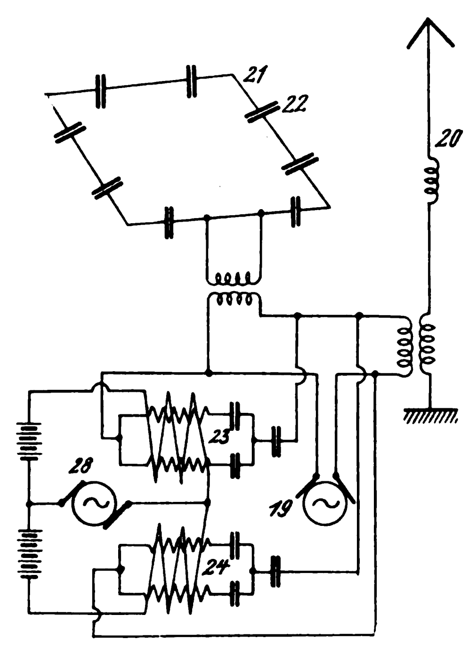


Fig. 1.

Antenne 20 für Vertikalpolarisation und einer Antenne 21, 22 für Horizontalpolarisation verbunden. Die Modulation erfolgt dadurch, daß der Gleichstromvormagnetisierung der Steuerdrosseln 23, 24 die von einem Generator 28 erzeugte Hilfsfrequenz überlagert wird.

Piezoelektrische Wellenkontrolle.

Brit. Pat. 272 954, Telefunken, 18. Juni 1926, veröffentlicht am 10. August 1927.

Eine Anzeige der piezo-elektrischen Erregung eines

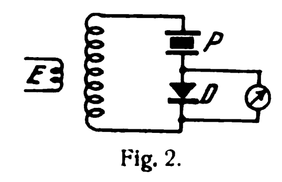


Fig. 2.

Piezokristalls P durch einen Erregerkreis E soll nach der

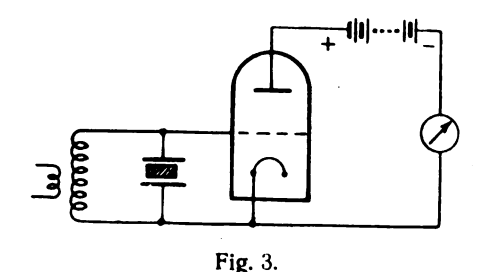


Fig. 3.

in Fig. 2 wiedergegebenen Anordnung erzielt werden, indem in Serie mit dem Piezokristall ein Detektor D verbunden ist, an dem ein Anzeigeinstrument angeschlossen ist. Bei der in Fig. 3 dargestellten Anordnung wird das Gitter einer Röhre erregt, in deren Anodenkreis das Anzeigeinstrument liegt.

Röhrensender.

Brit. Pat. 271 450, Naamlooze Vennootschap Nederl. Seint. Hilversum, 22. Juni 1926, ausgegeben am 13. Juli 1927.

Um Hysteresisschwingungen oder Unstabilitäten infolge des Auftretens von Kopplungsschwingungen bei Röhren-

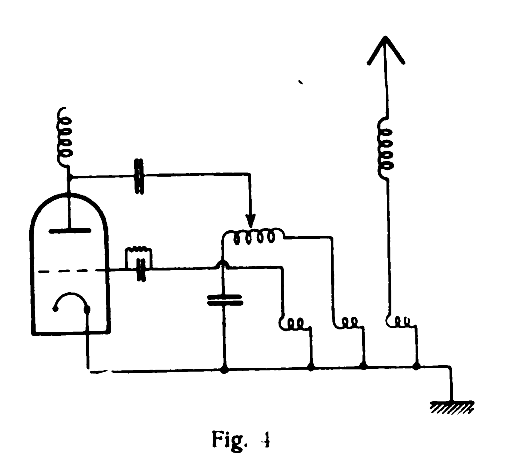


Fig. 4

sendern zu verhindern, wird nur ein kleiner Teil der Selbstinduktionen zur Kopplung verwendet, wie dies die Fig. 4 zeigt.

Röhrensender.

D.R.P. 448 062, Klasse 21 a[4], Gruppe 8, Kiebitz Pat. vom 20. November 1925, ausgegeben am 2. August 1927.

Bei der in Fig. 5 dargestellten Senderschaltung wird eine Schwingungserzeugung ohne besondere Rückkopplung dadurch erzielt, daß die Betriebsbedingungen so gewählt

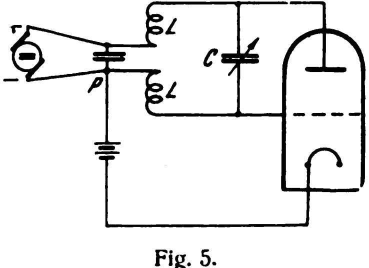


Fig. 5.

sind, daß die Anoden-Gitter-Charakteristik fallend ist und in diese Strecke der Schwingungskreis C L eingeschaltet ist, während alle übrigen erforderlichen Verbindungen an einen neutralen Punkt P des Schwingungskreises angeschaltet sind.

Erzeugung kurzer Wellen durch Entnahme von Oberwellen.

D.R.P. 448 260, Klasse 21 a[4], Gruppe 9, Telefunken, Pat. vom 26. Juli 1924, ausgegeben am 13. August 1927.



Die unmittelbare Erzeugung sehr kurzer Wellen bietet Schwierigkeiten. Erfindungsgemäß soll ein Röhrensender verwendet werden, der an sich eine längere Welle erzeugt, und die kürzere Welle dadurch gewonnen werden, daß dem verzerrten Anodenwechselstrom Oberwellen ent-

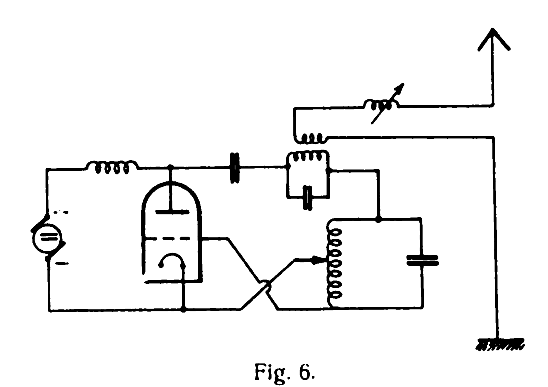


Fig. 6.

nommen werden (Fig. 6). Die betr. Oberwelle kann unmittelbar oder zur Steuerung einer Hauptröhre verwendet werden.

Verhinderung der Rückwirkung des Hauptsenders auf den Steuersender.

D.R.P. 448 063, Klasse 21 a⁴, Gruppe 8, Telefunken, Pat. vom 23. Mai 1925, ausgegeben am 3. Mai 1927.

Um die Rückwirkung des Hauptsenders auf den Steuersender bezw. auch die Selbsterregung des Hauptsenders bei fremdgesteuerten Röhrensendern zu verhindern, wird erfindungsgemäs die Anordnung der Sender und der

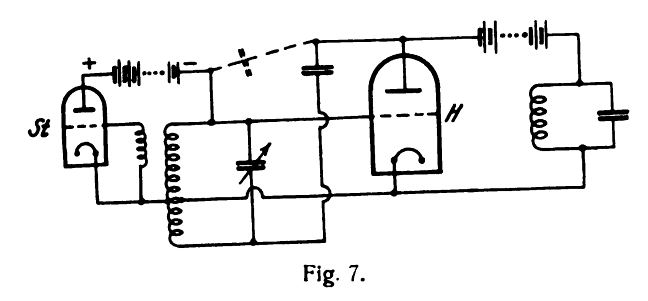


Fig. 7.

Schwingungskreise so gewählt, daß entweder der Steuersender oder der Hauptsender in dem Nullzweig einer Brückenschaltung liegt. Fig. 7 zeigt eine solche Anordnung, bei der der Hauptsender H im Nullzweig der Brücke liegt.

Röhrensender für kurze Wellen.

D.R.P. 448 541, Klasse 21 a⁴, Gruppe 9, Burgess, Amerika, Pat. vom 7. Februar 1926, ausgegeben am 22. August 1927, Unionspriorität vom 17. Februar 1925,

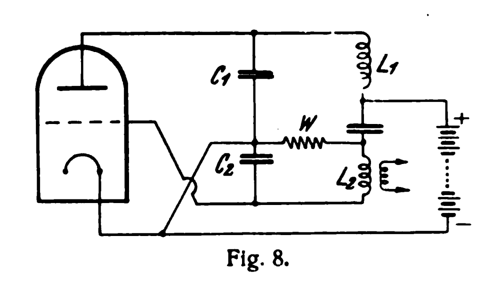


Fig. 8.

identisch mit Amer. Pat. 1 585 244, Brit. Pat. 247 942, Franz. Pat. 609 886.

Zur Erzielung hoher Stabilität und zur Vermeidung unerwünschter Schwingungen wird der Schwingungskreis als Brücke ausgebildet. Kapazität und Selbstinduktion des Schwingungskreises sind zu diesem Zweck in je zwei elektrisch gleiche Hälften C_1, C_2 bzw. L_1, L_2 (Fig. 8) geteilt. An die Brückenpunkte sind die Röhrenelektroden und die Anodenbatterie angeschlossen. Zwischen den neutralen Punkten der Brücke liegt ein hoher Widerstand W (ca. 5000 Ohm).

Modulationsschaltung.

D.R.P. 448 135, Klasse 21 a⁴, Gruppe 14, Telefunken, Pat. vom 13. März 1925, ausgegeben am 13. August 1927.

Bei primär von Mikrophon oder Verstärker gespeisten Sprechtransformatoren können Verzerrungen dadurch entstehen, daß durch den Ruhestrom des Mikrophons oder des Verstärkers eine Vormagnetisierung des Sprechtransformators erfogt. Erfindungsgemäß wird diese dadurch beseitigt, daß diese Ruhemagnetisierung durch einen sekundär zugeführten Gleichstrom kompensiert wird. Bei der in Fig. 9 dargestellten Anordnung ist der Mikrophonkreis

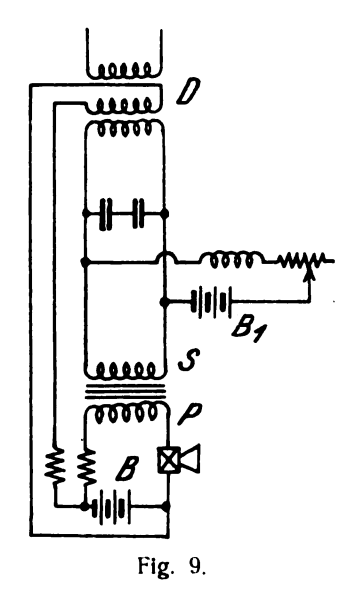


Fig. 9.

mit der Primärspule P des Sprechtransformators verbunden, dessen Sekundärspule S mit der Steuerdrossel D verbunden ist. Der von der Batterie B herrührende primäre Ruhestrom wird durch eine Hilfsbatterie B_1 aufgehoben, der mit der Sekundärspule S verbunden ist.

Modulation mittels Steuerdrossel.

Brit. Pat. 273 772 (Lorenz, 5. Juli 1926).

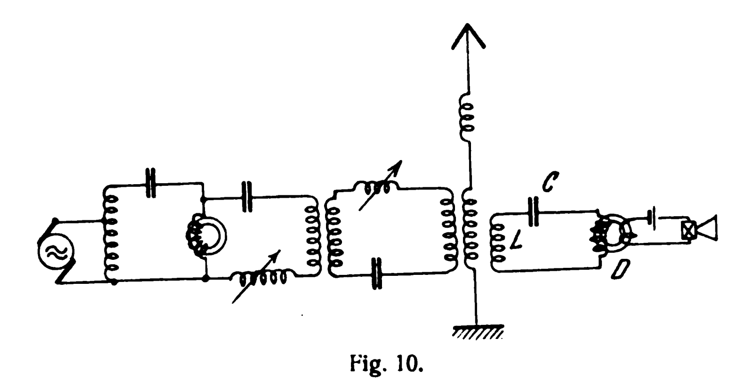


Fig. 10.

Gemäß der Erfindung soll eine Verbesserung der Drosselsteuerung dadurch erzielt werden, daß die Steuerdrossel D

(Fig. 10) in einem Hilfskreis C, L liegt, der mit der Antenne induktiv gekoppelt ist.

Beseitigung von Modulationsfehlern.

D.R.P. 448 906, Klasse 21 a^4, Gruppe 15 (Huth), Pat. vom 5. April 1924, ausgegeben am 31. August 1927.

Um bei großen Lautstärken eine Uebermodulation des Senders zu verhindern, wird erfindungsgemäß hinter dem Vorverstärker ein Widerstandsorgan eingeschaltet, dessen

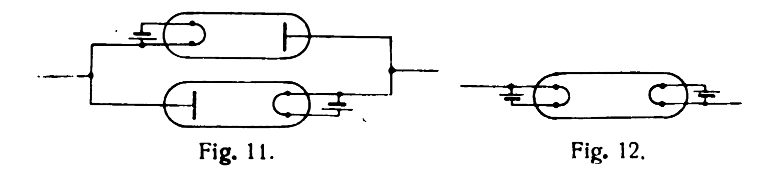


Fig. 11. Fig. 12.

Widerstand bei kleinen Spannungen gleichbleibt, dagegen bei zunehmender Spannung wächst. Schaltet man zwei Ventilröhren parallel, wie dies die Fig. 11 zeigt, so besitzt diese Kombination die gewünschte Eigenschaft als Widerstand. Man kann beide Ventilröhren vereinigen und gelangt dann zu der in Fig. 12 dargestellten Röhre mit zwei Glühkathoden.

Einrichtung zum Tasten von Röhrensendern.

D.R.P. 448 724, Klasse 21 a^4, Gruppe 16 (Lorenz), Pat. vom 5. August 1924, ausgegeben am 27. August 1927.

Die gebräuchliche Gittertastung bei Röhrensendern hat bekanntlich den Nachteil, daß in den Tastpausen die Anodenspannung an der Röhre stark ansteigt. Zur Kompen-

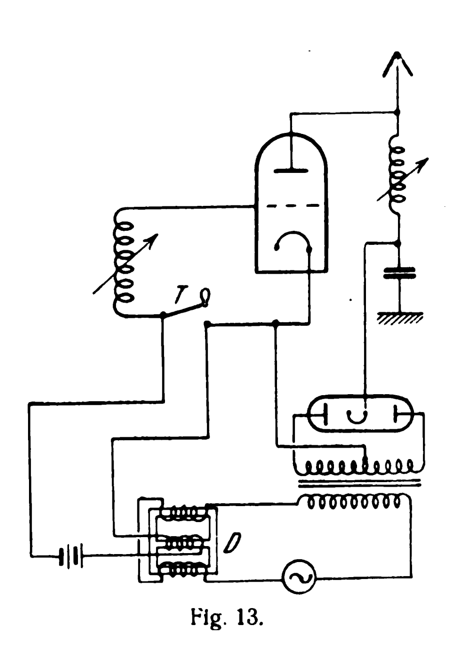


Fig. 13.

sation schaltet man im Primärkreis Drosseln ein, die durch den Anodenstrom vormagnetisiert werden. Dies erfordert große Drosseln bzw. die Anbringung besonderer Hilfswickelung für eine zusätzliche Magnetisierung. Um diesen Nachteil zu beseitigen, wird erfindungsgemäß in den Speisestromkreis des Gleichrichters eine Drossel D (Fig. 13) eingeschaltet, deren Vormagnetisierung durch die Taste T gleichzeitig mit der Gittertastung unterbrochen wird.

Tastanordnung für piezogesteuerte Sender.

Brit. Pat. 275 581 (Westinghouse El. Man. Co., 7. August 1926), veröffentlicht am 28. September 1927.

Bei piezogesteuerten Sendern soll das Tasten in der

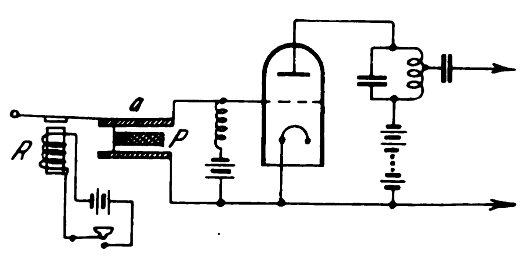


Fig. 14.

Weise vorgenommen werden, daß die eine Elektrode a (Fig. 14) des Piezokristalls P mit Hilfe eines Tastrelais R bewegt wird.

Antenne für kurze Wellen.

D.R.P. 448 432, Klasse 21 a^4, Gruppe 66, Telefunken, Pat. vom 23. September 1924, ausgegeben am 13. August 1927.

Zur Erzielung einer guten Raumstrahlung kann man zweckmäßig als Dipol ausgebildete Antennen benutzen, die möglichst hoch über der Erde frei im Raum anzubringen sind. Die Uebertragung der Hochfrequenzenergie zu bzw.

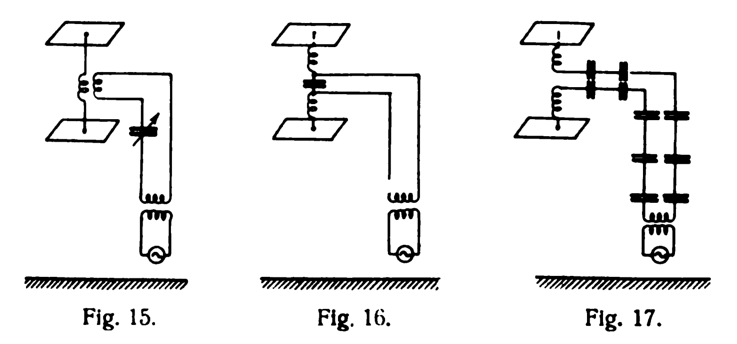


Fig. 15. Fig. 16. Fig. 17.

von einer solchen Antenne bereitet Schwierigkeiten. Erfindungsgemäß soll die Uebertragung der Hochfrequenz durch einen Übertragerkreis erfolgen, der auf die Welle des Dipols abgestimmt werden kann. In den Fig. 15, 16, und 17 sind einige Ausführungsformen dieser Anordnung wiedergegeben.

Richtantenne.

D.R.P. 448 802, Klasse 21 a^4, Gruppe 46, Marconi, Pat. vom 25. September 1926, ausgegeben am 29. August 1927. Unionspriorität vom 19. September 1925. — Brit. Pat. 264 572.

Bei Richtantennen, die aus mehreren in einer Ebene angeordneten Einzelantennen bestehen, soll die Größe der Seitenschleifen der Polarkurven dadurch beträchtlich verringert werden, daß die Einzelantennen mit Strömen gespeist werden, deren Stärke von der Mittelantenne nach außen zu abnimmt, oder daß die Abstände der Einzelantennen nach außen zunehmen.

Speisung von Mehrfach-Richtantennen.

Brit. Pat. 274 970 (Green, 30. April 1926), veröffentlicht am 21. September 1927.

Bei Mehrfach-Richtantennensystemen erfolgt die Speisung der Antennen A_1, A_2, A_3, A_4 (Fig. 18) durch ein Zu-



leitungssystem 1, 2, 3, 4, 5, 6, das so unterteilt und be-

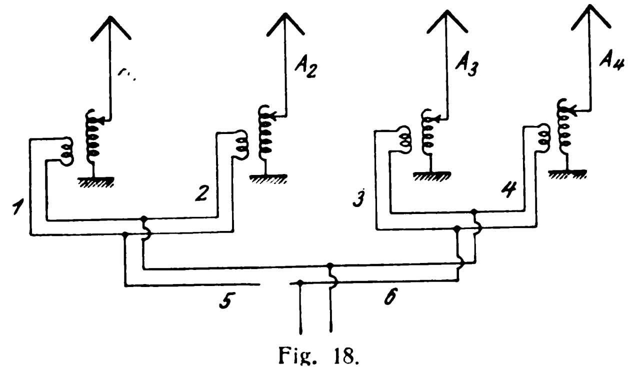


Fig. 18.

messen ist, daß keine Reflektionen in diesen Abschnitten auftreten.

Rahmenantenne für kurze Wellen.

D.R.P. 448 589, Klasse 21 a[4], Gruppe 47, Ahemo, Pat. vom 13. Juni 1926, ausgegeben am 23. August 1927.

Die Erfindung betrifft eine zusammenlegbare Rahmenantenne für kurze Wellen, die aus mit Isolierplatten bekleidete Metallbänder besteht. Diese sind durch Scharniere miteinander verbunden.

Kompensation von Peilfehlern auf Schiffen.

Brit. Pat. 272 915, Telefunken, 15. Juni 1926, veröffentlicht am 10. August 1927.

Zur Kompensation von Fehlweisungen auf Schiffen werden zwei Kopplungsspulen a und r (Fig. 19) benutzt, von denen die eine Spule r in der Ebene des Rahmens liegt

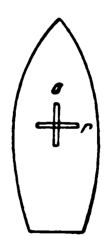


Fig. 19.

und sich mit diesem dreht, während die andere Spule a in einer festen Richtung zum Schiff liegt und sich mit dem Schiff dreht. Die Spule r überträgt die vom Rahmen aufgenommene Energie auf den Empfänger, während die Spule a die von einer Hilfsantenne aufgenommene Rückstrahlung durch Eisenmaste b und dergl. überträgt.

Erzeugung hochfrequenter Interferenzfelder zur Ortsbestimmung u. dgl.

Brit. Pat. 271 508, Soc. Anonym. des Ondes dirigees, 21. Juni 1926.

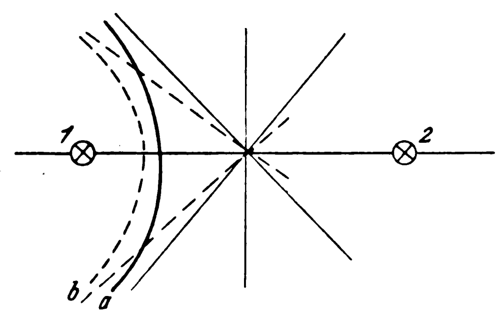


Fig. 20.

An zwei Punkten 1 und 2 (Fig. 20) werden Antennen mit der gleichen Frequenz und verschiedener Phase erregt. Das System 1 wird nicht moduliert, während das System 2 moduliert wird. Das System 2 kann von der gleichen Energiequelle gespeist werden, kann aber auch ohne Energiezufuhr z. B. als Wellenspiegel arbeiten. Das Interferenzfeld beider Systeme besitzt Linien, auf denen Punkte der Schwingungsbäuche und Punkte der Schwingungsknoten liegen. Diese Linien sind Hyperbeln mit den Brennpunkten 1 und 2. In der Fig. 20 ist a eine Hyperbel der Schwingungsbäuche, b eine Hyperbel der Schwingungsknoten. Der Winkel, den die Asymptoten der Hyperbeln a und b bilden, bzw. der Abstand zwischen Hyperbeln ändert sich, wenn der Abstand 1—2 oder die Wellenlänge geändert wird. Die Bestimmung der Hyperbelabstände bzw. des Hyperbelverlaufes kann dazu benutzt werden, den unbekannten Ort 2 zu bestimmen, der z. B. ein verborgener metallischer Körper, ein Sender oder dgl. sein kann.

Die Wellenlängenänderung, die erforderlich ist, um an einem Punkt von einem Maximum zu einem Minimum zu kommen, gestattet die Entfernung 1—2 zu bestimmen.

Wenn der Strahler 2 sich bewegt, ergeben sich Aenderungen vom Maximum zum Minimum. Aus der Geschwindigkeit dieser Aenderungen läßt sich die Bewegungsgeschwindigkeit des Strahlers 2 berechnen.

Ortsbestimmung mittels elektrischer Wellen.

D.R.P. 448 703, Klasse 21 a[4], Gruppe 48, Societe Lerolle, Pat. vom 4. Juli 1925, ausgegeben am 27. August 1927, Unionspriorität vom 5. Juli 1924.

Zur Ortsbestimmung soll von einer Sendestelle abwechselnd dasselbe Zeichen gerichtet und ungerichtet gesendet werden. Wenn sich der Empfänger nicht in der Richtung der gerichteten Sendung befindet, werden beide Zeichen verschieden laut gehört. Nehmen die Intensitätsunterschiede ab, so nähert sich der Empfänger der Senderichtung.

Gegensprechschaltung.

D.R.P. 449 872, Klasse 21a[4], Gruppe 50, Perego, Mailand, Pat. vom 17. September 1921, ausgegeben am 27. September 1927.

Bei der in Fig. 21 wiedergegebenen Gegensprechschaltung wird zur Beseitigung der gegenseitigen Beeinflussung

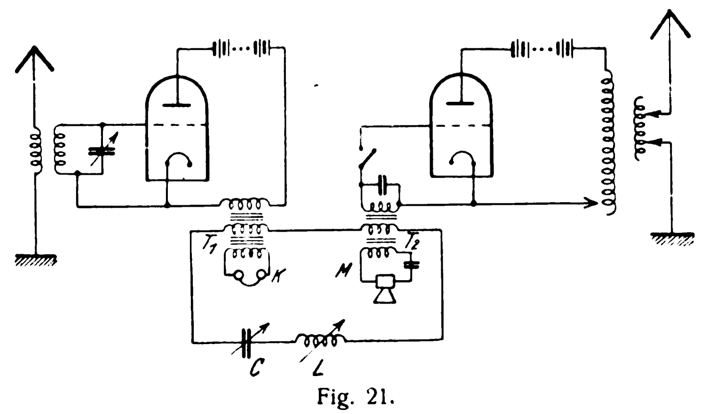


Fig. 21.

von Sender und Empfänger ein Zwischenkreis $C L T_1 T_2$ mit dem Mikrophon M am Sender und dem Kopfhörer K am Empfänger gekoppelt.

Zentralsteuerung mehrerer Sender.

Brit. Pat. 270 273 (Lorenz, deutsche Priorität vom 29. April 1926), veröffentlicht am 22. Juni 1927.

Um Konstanz und Gleichheit der Wellen mehrerer Sender, insbesondere Rundfunksender, zu erzielen, werden die Sender von einer Zentralstation Z (Fig. 22) aus ge-

steuert. Die Hochfrequenzsteuerströme können längs Leitungen zu den Sendestellen A, B, C übertragen und dort un-

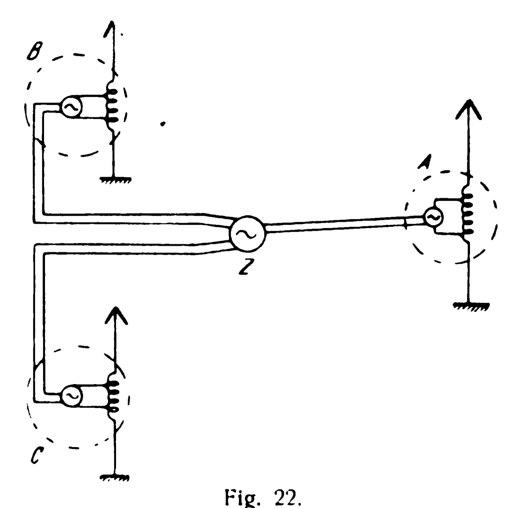


Fig. 22.

mittelbar oder nach Frequenzvervielfachung zur Steuerung der Sender verwendet werden.

Röhre mit Abschirmgitter.

Brit. Pat. 275 335 (Round. 5. Mai 1926), veröffentlicht am 28. September 1927.

Bei der in Fig. 23 dargestellten Röhre mit Kathode K, Gitter G und Anode A ist zwischen Gitter und Anode ein

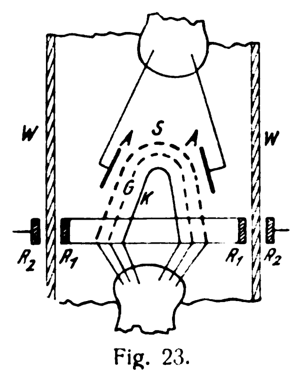


Fig. 23.

Schutzgitter S angeordnet, das mit einem Ring R_1 verbunden ist. Außerhalb der Glaswandung W liegt ein zweiter Ring R_2.

Heizfaden-Anordnung für Röhren.

Brit. Pat. 273 293, Tourne, 22. Juni 1926, veröffentlicht am 17. August 1927.

Um beim Durchbrennen des Heizfadens einen neuen Heizfaden einzuziehen, ohne die Röhre öffnen und auseinandernehmen zu müssen, wird erfindungsgemäß ein längerer Heizfaden auf einer Trommel in der Röhre untergebracht. Das Ende des Fadens läuft durch eine Düse und wird in einem Abstand von der Düse von einem Endstück festgeklemmt gehalten. Beim Durchbrennen des Fadens kann dieses Endstück (z. B. mittels eines Magneten von außen her) bis zur Düse herangeführt werden, wo es das Fadenende wieder festklemmt und beim Zurückgehen von der Trommel ein entsprechendes Ende abspult.

Glühkathode.

D.R.P. 449 447, Klasse 21g, Gruppe 13, Telefunken, Pat. vom 31. Mai 1923, ausgegeben am 14. September 1927.

Die wechselnde Güte zirkonhaltiger Glühkathoden soll darauf zurückzuführen sein, daß diese in wechselnder Menge Hafnium enthalten, das vor allem auch die Emission verbessert. Erfindungsgemäß sollen daher dem Trägermetall hafniumhaltige Zusätze beigemengt werden.

Herstellung von Glühkathoden.

D. R. P. 449 672, Klasse 21 g, Gruppe 13, Reilibud besearch, Pat. vom 14. September 1924, ausgegeben am 17. September 1927.

Gemäß der Erfindung sollen Glühkathoden in der Weise hergestellt werden, daß das Trägermetall (Patin-Iridium, Platin-Nickel) bei mäßiger Erhitzung in Lösungen von Carbonaten des Bariums oder Strontiums eingetaucht wird und daß dann die Carbonate durch stärkeres Erhitzen des Fadens in Gegenwart von Sauerstoff in Oxyde übergeführt werden.

Die neuesten deutschen Hochfrequenz-Patente

Nr.	Klasse und Gruppe	Ausgabetag	Inhalt
420985	21a 1	19. 9. 27	Einstellen von Hörermuscheln bei Kopfhörern
421922	21g 10	24. 9. 27	Kondensator
434686	21c 59	19. 9. 27	Geschwindigkeitsregler für Hochfrequenzmaschinen
447481	$21a^4$ 22	7. 9. 27	Abschwächung atmosphärischer Störungen
448061	$21a^4$ 6	9. 8. 27	Erzeugung kurzer Wellen mit Hochfrequenzmaschine u. Frequenzwandlern
*448062	$21a^4$ 8	2. 8. 27	Röhrensender
*448063	$21a^4$ 8	3. 8. 27	Verhinderung der Rückwirkung d. Hauptsenders auf den Steuersender
448064	$21a^4$ 71	13. 8. 27	Messung schwacher Ströme
448134	$21a^2$ 43	12. 8. 27	Unterdrückung d. Pfeifens bei Verstärkern
*448135	$21a^4$ 14	13. 8. 27	Sprechtransformatorschaltung für Telephonie
448208	$21a^4$ 2	9 8. 27	Funkensender
448209	$21a^4$ 29	8. 8. 27	Hochfrequenzverstärker
448210	$21a^4$ 75	13. 8. 27	Herstellung der Verbindungen in Radiogeräten
*448260	$21a^4$ 9	13. 8. 27	Erzeugung kurzer Wellen
448285	$21a^4$/6	10. 8. 27	Schaltung für Frequenzumformer
448387	$21a^4$ 6	17. 8. 27	Frequenzwandler für kurze Wellen
448388	$21a^4$ 6	17. 8. 27	Selbstinduktion für Hochfrequenz
448389	$21a^4$ 6	12. 8. 27	Selbstinduktion für Hochfrequenz
448421	$21a^4$ 66	13. 8. 27	Antenne für kurze Wellen
448432	$21a^4$ 15	18. 8. 27	Röhren-Telephonie-Sender
448540	$21a^4$ 3	22. 8. 27	Funkenstrecke
*448541	$21a^4$ 9	22. 8. 27	Röhrensender für kurze Wellen
*448589	$21a^4$ 47	23. 8. 27	Rahmenantenne für kurze Wellen
448618	$21a^4$ 15	7. 9. 27	Modulation von Röhrensendern
448674	$21a^3$ 57	25. 8. 27	Verstärkerschaltung
*448703	$21a^4$ 48	27. 8 27	Ortsbestimmung
*448724	$21a^4$ 67	27. 8. 27	Tasten von Röhrensendern
*448802	$21a^4$ 46	29. 8. 27	Richtantenne
*448906	$21a^4$ 15	31. 8. 27	Beseitigung von Modulationsfehlern
448992	$21a^1$ 19	17. 9. 27	Typendrucker für Hochfrequenztelegraphie
448995	$21a^2$ 41	13. 9 27	Verstärkerschaltung
449094	21e 7	1. 9. 27	Messung kleiner Kapazitätsänderungen
449109	$21a^4$ 59		Ueberleitung von Hochfrequenzenergie auf Leitungen
449136	$21a^4$ 58	5. 9. 27	Schaltung für Zwischenverstärker
449145	21g 10	2. 9. 27	Herstellung von Kondensatoren
449180	21c 54	5. 9. 27	Herstellung von Widerständen
449444	$21a^4$ 72	19. 9. 27	Verteiler für Hörer
*449447	21g 13	14. 9. 27	Glühkathode
449613	$21a^2$ 21	24. 9. 27	Gabel für Kopfhörer
*449672	21g 13	17. 9. 27	Herstellung von Kathoden
449747	$21a^2$ 3	21. 9. 27	Lautsprecher
449803	$21a^2$ 3	19. 9. 27	Umwandlung akustischer Schwingungen in elektrische
449804	$21a^2$ 3	28. 9. 27	Umwandlung akustischer Schwingungen
449871	$21a^4$ 25	21. 9. 27	Bildtelegraphische Modulation
*449872	$21a^4$ 50	27. 9. 27	Gegensprechschaltung
449873	$21a^4$ 52	26. 9. 27	Geheimtelegraphie
449874	$21a^4$ 57	21. 9. 27	Anrufeinrichtung
449875	$21a^4$ 58	27. 9. 27	Hochfrequenztelegraphie längs Leitungen
449876	$21a^4$ 59	24. 9. 27	Hochfrequenztelegraphie längs Leitungen
449877	$21a^4$ 72	24. 9. 27	Steckdose
449878	$21a^4$ 76	24. 9. 27	Abschirmfläche
449927	$21a^2$ 11	23. 9. 27	Membran für Fernhörer, Lautsprecher u. dgl.

Die mit * bezeichneten Patente sind in diesem Heft ausführlich referiert.

Band 30 Dezember 1927 Heft 6

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie
Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

INHALT

Manuskripte für das Jahrbuch, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an die Schriftleitung Dr. E. Mauz, Greifswald, Physikalisches Institut, zu senden. — Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen. — Abonnements und Inserate sind zu richten an die Verlagsbuchhandlung M. Krayn, Berlin W 10, Genthiner Straße 39, Postscheck-Konto Berlin 32647.

Laboratorien und Forschungsarbeiten der Funkabteilung der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt in Berlin—Adlershof.

Von **H. Fassbender**, Berlin.

88. Bericht der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt E. V. Berlin-Adlershof.

Der im September 1926 gegründeten Funkabteilung der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt liegt die Entwicklung der Funktechnik in all ihren Anwendungen in der Luftfahrt ob.

Im folgenden sollen die Laboratorien beschrieben werden, die diesem Zweck dienen und dabei gleichzeitig die in Arbeit befindlichen Forschungsarbeiten angeführt werden. Der Neubau, in dem die Funkabteilung untergebracht ist, hat einen behelfsmäßigen Charakter, da in wenigen Jahren die DVL von Adlershof verlegt werden soll. In diesem Neubau, der in den Monaten Oktober bis Dezember 1926 errichtet wurde, sind die Laboratorien der Funkabteilung teils in dem 1,5 m unter dem Niveau des Geländes gelegenen Kellergeschoß, teils im ersten Stock untergebracht. Vor und hinter dem Gebäude liegt ein Gelände, das für die verschiedenen Antennenmaste freigehalten wird.

Fig. 1 zeigt den Grundriß und die Einteilung der Räume des Kellergeschosses und des ersten Stockwerkes.

Man erkennt, daß im Keller vor allem der Maschinen- und Schaltraum, außerdem ein größerer Raum für Generator-Untersuchungen, ein Laboratorium für Hochvakuum-Untersuchungen, ein Laboratorium für elektrotechnische Untersuchungen, ein Akkumulatorenraum, eine kleine Versuchswerkstatt, eine Dunkelkammer untergebracht wurde.

Im ersten Stock befinden sich folgende Laboratorien und Büroräume:

- das Peillaboratorium,
- der Senderaum,
- das Meßlaboratorium,
- ein Senderraum für Strahlungsmessungen,
- das Kurzwellenlaboratorium,
- allgemeines Laboratorium,
- ein kleines Konstruktionsbüro,
- das Zimmer für den Abteilungsleiter,
- das Schreibzimmer,
- das Zimmer für den Vertreter des Abteilungsleiters.

An die Räume der Funkabteilung schließt sich die allgemeine Bibliothek und das wissenschaftliche Sekretariat der DVL an.

Im folgenden werden die einzelnen Räume kurz beschrieben.

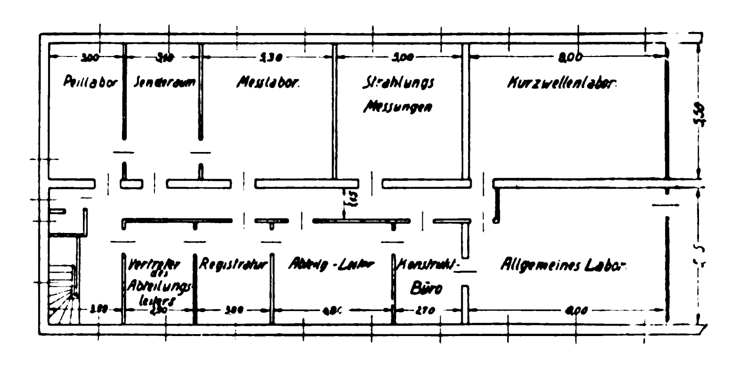
1. Der Maschinen- und Schaltraum.

Dieser Raum konnte verhältnismäßig klein gehalten werden, da hier nur Maschinen kleiner Leistungen aufgestellt wurden. Fig. 2 zeigt den Grundriß, Fig. 3 eine Teilansicht. In der Fig. 2 sehen wir bei *a* die auf 100 Amp. Auslösestromstärke eingestellten Automaten für die nach der Zentrale der DVL führenden Leitungen. Von diesen ist die erste eine Drehstromfreileitung von 16 qmm, die nach



der Niederspannungsseite (220 Volt, 50 Perioden) des in der Zentrale aufgestellten Hochspannungstransformators des Stadtnetzes führt. Die zweite doppelseitige Leitung ist ein Erdkabel von 16 qmm, das mit der Akkumulatorenbatterie der DVL (Akkumulatoren-Fabrik A. G. Muster L 14, Entladestromstärke 126 Amp.) verbunden ist. Die dritte Leitung ist ebenfalls ein Erdkabel von 10 qmm, das in der Zentrale mit einer von 2—110 Volt veränderlichen Gleichspannung gespeist wird. Diese Automaten sind mit einer weiter unten näher beschriebenen Verteilertafel verbunden. In dem gleichen Raum sind außerdem noch folgende Maschinen aufgestellt:

1. ein Hochspannungssatz der Firma Ziehl-Abegg, bestehend aus einem Generator 3 kW, 3000 Volt, Fremderregung, elastisch auf gemeinsamer Grund-



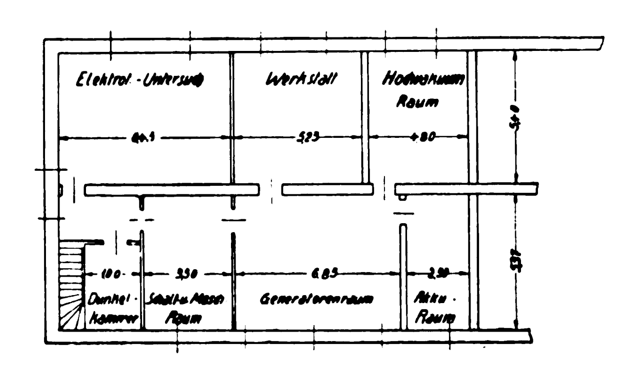


Fig. 1.

Grundriß des ersten Stockwerkes und des Kellergeschosses der Funkabteilung.

platte gekuppelt mit einem Nebenschlußmotor, 6,5 PS, 110 Volt;

2. ein Maschinensatz der Firma C. Lorenz, bestehend aus einem Drehstrommotor mit Kurzschlußanker und einem Gleichstrom-Generator für 800 Volt Leistung 1 kW.
3. u. 4. zwei Mittelfrequenz-Maschinensätze der A.E.G., 500 Perioden, 1000 Volt-Amp., 110 bzw. 220 Volt, mit Gleichstrom-Antriebsmotor;
5. ein Hochfrequenzsatz von etwa 2 kW, 10000 Perioden, mit einem zugehörigen Gleichstrommotor;
6. ein Mittelfrequenz-Maschinensatz, bestehend aus einem 500-Periodengenerator der A. E. G., 5 kVA, 2×110 Volt, elastisch gekuppelt mit einem Gleichstrom-Motor der S. S. W., 8,5 kW, 110 Volt, der im wesentlichen als Energiequelle beim tönenden Senden der Kurzwellenbodenstation dient;
7. ein Leonardsatz der A. E. G., um die mit Gleichstrommotoren gekuppelten Maschinensätze bequem in ihrer Umdrehungszahl regeln zu können, bestehend aus einem Drehstrommotor, 8 kW, 220 Volt, und einem Gleichstrom-Generator, 4,6 kW, 115 Volt.

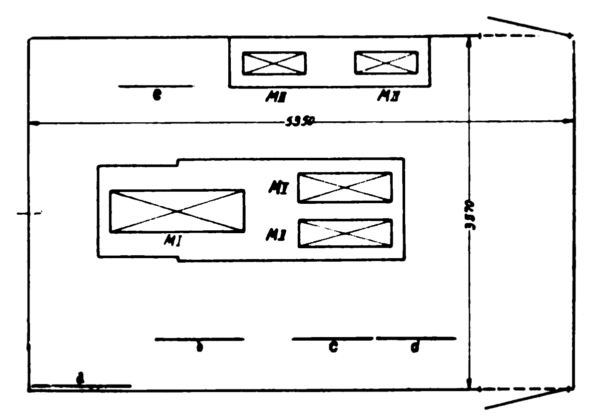


Fig. 2.

Grrundriß des Schalt- und Maschinenraums.

M I Hochspannungssatz für 3000 Volt
M II Hochspannungssatz für 800 Volt
M III u. M IV. Mittelfrequenzsätze von 500 Perioden, 1 kVA
M V Hochspannungssatz von 10000 Perioden
a Selbstauslöser
b Schalttafel für M I
c Hochspannungsverteilertafel
d Schalttafel für M II u. M V
e Niederspannungsverteilertafel

Das Verteilungsnetz der Abteilung ist so ausgebaut, daß man jede Maschine nach jedem Laboratorium schalten kann. Diesem Zweck dienen im Maschinenraum zwei Ver-

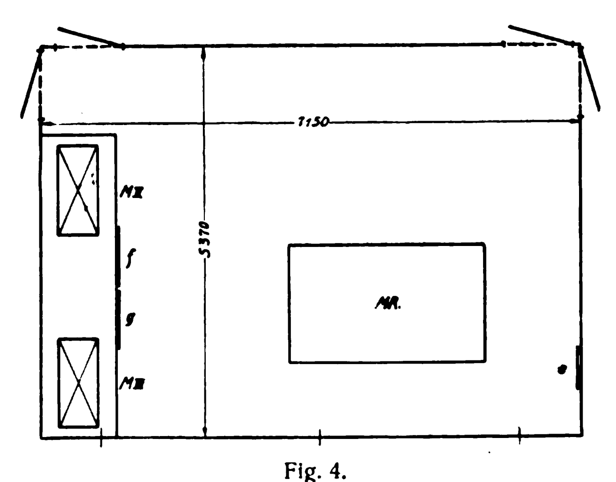


Fig. 4.

Grundriss des Generatoren-Prüfraums.

M VI Mittelfrequenzsatz, 500 Perioden, 5 kVA
M VII Leonard-Satz
f Schalttafel für VI
g Schalttafel für VII
M R Maschinenrost

teilertafeln (eine für Hochspannung und eine für Niederspannung) und außerdem in den Laboratorien einheitlich konstruierte Schalttafeln, zehn für Niederspannung und die gleiche Zahl für Hochspannung.

Für Verteilertafeln kommen allgemein zwei verschiedene Systeme in Frage: das bekannte Kreuz-Schienensystem und das ältere System der Steckerschnüre. Das erste System hat seine bekannten Vorteile, aber den Nachteil, daß der Raumbedarf und auch der Preis hoch ist, wenn die Zahl der

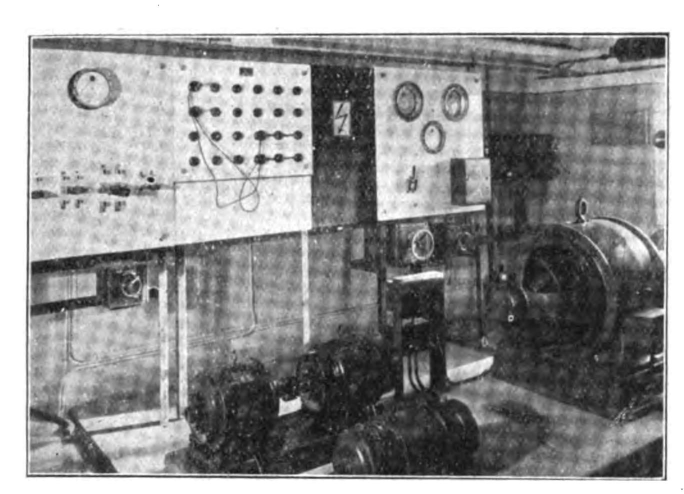


Fig. 3.
Teilansicht des Maschinen- und Schaltraumes.



Fig. 5.
Teilansicht des Raumes zur Untersuchung von F T Generatoren.

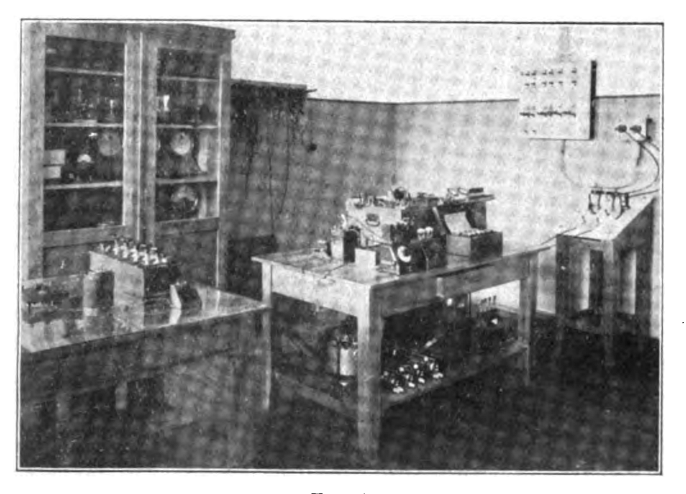


Fig. 6.
Teil-Ansicht des Mess-Laboratoriums.

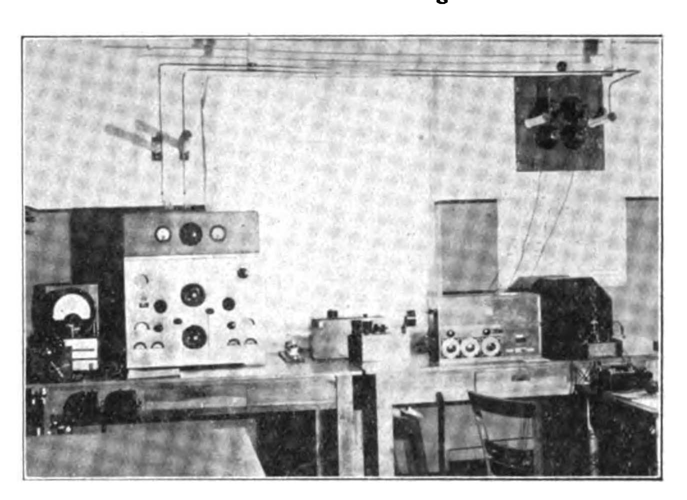


Fig. 7.
Kurzwellen-Bodenstation.

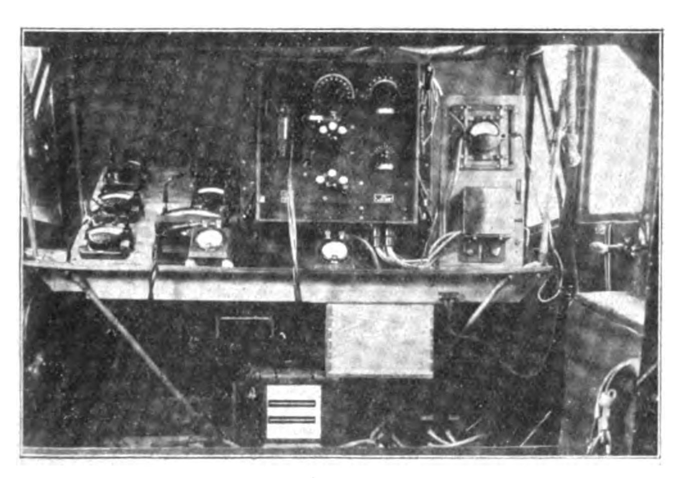


Fig. 8.
Telefunken 70 Watt Gerät mit eingebauter Messeinrichtung in einer Junkers F 13 No. D 212.

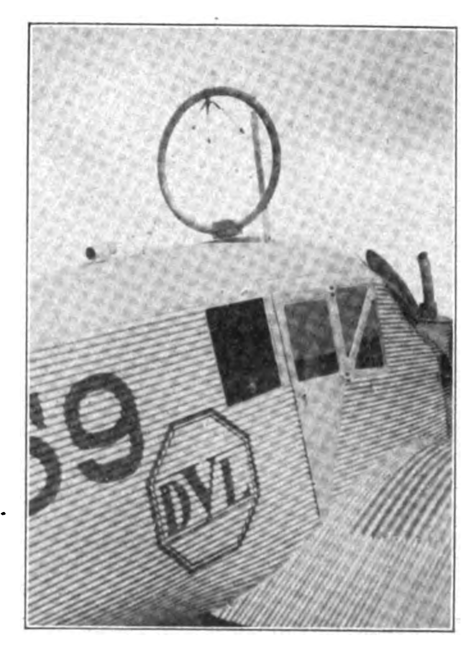


Fig. 9.
Peilrahmen des Bordpeilers auf Flugzeug D 359.

Zum Aufsatz H. Fassbender:
Laboratorien und Forschungsarbeiten der Funkabteilung der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt in Berlin-Adlershof.

Verlag von M. Krayn, Berlin W 10

möglichen Verbindungen, wie hier, sehr hoch sein muß. Da, wie ich schon oben sagte, die Funkabteilung bald in einen größeren Neubau verlegt werden wird, und infolge dieser Verlegung und der gleichzeitigen Erweiterung der Laboratorien das Verteilernetz nur wenige Jahre im Betrieb sein wird, so war in diesem Fall das billigere System der Steckerschnüre das gegebene. Es sei besonders darauf hingewiesen, daß diese Tafeln ebensowohl zur Verbindung irgendeiner Maschine des Maschinenraumes mit einem beliebigen Laboratorium, als auch zweier beliebiger Arbeitsplätze untereinander dienen.

Der Verteilertafel für Niederspannung entsprechen in den Laboratorien Anschlußtafeln, und zwar sind in den kleineren Laboratorien je eine, in den größeren je zwei montiert. Eine solche Schalttafel erkennt man rechts in Fig. 6. Die Schalter (Fabrikate der S. S. W.) sind für eine maximale Stromstärke von 25 Amp. bestimmt. In die Streifensicherungen können je nach dem angeschlossenen Verbraucher Schmelzeinsätze verschiedener Nennstromstärken eingeschaltet werden. Die Streifensicherungen sind in der obersten Linie montiert, damit sie nicht in der Augenhöhe sich befinden (mit Rücksicht auf die Explosionsgefahr bei heftigen Kurzschlüssen). Die elektrische Schaltung ist aber in umgekehrter Reihenfolge gewählt, derart, daß bei Ausschalten der Schalter die Sicherung spannungsfrei ist, um ein gefahrloses Auswechseln der Schmelzeinsätze zu ermöglichen, auch wenn die Leitung unter Spannung steht. Da häufig, besonders bei Verbindungen zwischen zwei Laboratorien eine ungerade Anzahl von Leitungen gebraucht wird, sind die ersten vier Leitungen als Doppelleitungen verlegt, während die beiden letzten Leitungen mit einpoligen Schaltern versehen sind, um sie auch einzeln verwenden zu können.

Für die Hochspannungsleitungen wurde doppeladriges Bleikabel für eine Betriebsspannung von 3000 Volt verlegt.

Da nun bekanntlich Schalter und Sicherungen für hohe Spannungen, aber kleine Ströme, wie sie für Hochfrequenzversuche in Frage kommen, im Handel nicht zu haben sind, so ergeben sich außerordentlich hohe Kosten, falls in jedem Laboratorium besondere Hochspannungsschalttafeln montiert werden sollen. Es wurde daher folgender Weg gewählt: Die Kabel enden im Laboratorium in Endverschlüssen an kleinen Marmorschalttafeln, die Steckbuchsen für 3000 Volt Betriebsspannung tragen (ebenfalls rechts auf Fig. 6 zu erkennen). In diese Hochspannungsbuchsen passen Hochspannungsstecker, bei denen der Berührungsschutz ebenfalls für 3000 Volt durchgeführt ist. Mittels dieser Kabel wird vor dem Erregen der Hochspannungsmaschine ein Hochspannungsschalttisch angeschlossen, von denen mehrere im Laboratorium vorhanden sind. In Fig. 6 ist die Anschlußtafel mit einem solchen Hochspannungsschalttisch für Spannungen von maximal 800 Volt verbunden.

Außer diesen Schalttischen für maximal 800 Volt existiert noch ein transportabler Schalter für 3000 Volt. Bei Verwendung dieses Schalters können noch ebenfalls transportable durch eine Schaltstange zu bedienende Trennschalter für 3000 Volt in die Versuchsanordnung eingeschaltet werden. Hochspannungssicherungen sind nicht vorgesehen, um die Hochspannungsmaschine nicht durch auftretende Ueberspannungen zu gefährden. Die Sicherung erfolgt vielmehr durch geeignet gewählte Einsätze in die Sicherung des Antriebmotors der Hochfrequenzmaschine.

Der Maschinenraum für Untersuchungen von F.T.-Generatoren.

In Fig. 4 ist ein Grundriß dieses Raumes wiedergegeben. Man erkennt, daß zwei der oben angegebenen Maschinen (der 5 kVA-Maschinensatz für 500 Perioden und der Leonardsatz) in diesem Raum aufgestellt werden mußten, da im Maschinenraum kein Platz mehr vorhanden war. Auf der anderen Seite des Raumes erkennt man einen Maschinenrost, auf dem die zu prüfenden Generatoren aufgesetzt werden. Fig. 5 zeigt eine photographische Ansicht dieses Raumes. In diesem Raum werden die Musterprüfungen der FT-Generatoren vorgenommen. Der Bau solcher Generatoren macht bekanntlich deshalb besondere Schwierigkeiten, da mit dem Gewicht bis zum äußersten gespart werden muß und deshalb die Dimensionen nur so groß gewählt werden dürfen, daß nach Montage im Fahrwind die Maximaltemperaturen den Verbandsvorschriften entsprechen. Bei Propellerantrieb wird die Konstanthaltung der Tourenzahl gewöhnlich durch einen Regulierpropeller erreicht. Die Untersuchung solcher Regulierpropeller und auch die Bestimmung der Verminderung der Zuladung des Fleugzeuges infolge des Luftwiderstandes des Generators und des Energieverbrauches des kleinen Propellers können bei der DVL selber nicht ausgeführt werden, da kein Windkanal zur Verfügung steht. Solche Arbeiten wurden aber bereits von den betreffenden Bearbeitern der Funkabteilung in Friedrichshafen vorgenommen.

Das Hochvakuumlaboratorium.

In diesem Raum befindet sich eine dreistufige Diffusionsluftpumpe aus Stahl der Firma Leybold. Das mit dieser Pumpe erreichbare Vakuum ist höher als 10^{-6} mm Hg. Das benötigte Vorvakuum beträgt 20 mm, die Saugleistung ist größer als 15 Liter pro sec.

Diese Hochvakuumanlage wird im wesentlichen für eine Braunsche Röhre benutzt, die zur Untersuchung von hochfrequenten Schwingungsvorgängen dient.

Laboratorium für elektrotechnische Untersuchungen.

In diesem Raum soll ein Oszillograph von Siemens & Halske aufgestellt werden. Die Aufgaben, die in diesem Raum erledigt werden sollen, sind sehr mannigfaltig. Es soll z. B. die elektrische Prüfung von Zündmagneten und Zündkerzen erwähnt werden.

Das Peillaboratorium.

Dieses Laboratorium dient für Versuche mit den verschiedenen Fernpeilungsmethoden, also vor allem für laboratoriumsmäßige Versuche mit der Rahmenpeilmethode, als auch für Versuche mit Methoden, die an Stelle des akustischen Empfangs direkt zeigende Instrumente verwenden. Es sei hier das Dieckmann-Hellsche Verfahren erwähnt, bei dem ein dynamometrisches Instrument verwandt wird, das auf Null zeigt, wenn das Flugzeug genau seinen Kurs auf den Peilsender nimmt und mehr oder weniger nach rechts bzw. links auschlägt, falls der Kurs nach der einen oder anderen Seite abweicht. Endlich werden hier auch Versuche für die sogenannte Leitkabelmethode ausgeführt. Außer der Fernpeilung sollen hier auch verschiedene Nahpeilungsmethoden vorbereitet werden, d. h. Methoden, die mit Hilfe der Hochfrequenz eine Orientierung unmittelbar über dem Flugplatz ermöglichen sollen. Versuche werden hier in zwei Richtungen ausgeführt. Einmal ebenfalls unter Verwendung von Leitkabeln, dann aber auch mittels gespiegelter sehr kurzer Wellen unterhalb 10 m.

Der Senderaum.

In diesem Raum sind die heute bei der Lufthansa eingeführten Sende- und Empfangsgeräte von Telefunken und Lorenz eingebaut, die einer genauen Musterprüfung unterzogen werden. Diese Geräte sind Langwellengeräte. Die Welle kann zwischen 300 und 1300 m



beliebig eingestellt werden. Die elektrische Energie wird bei beiden Geräten einem Generator entnommen, der von einer Luftschraube angetrieben wird. Hier im Laboratorium ist die Luftschraube durch einen zwischen beiden Generatoren auf der gleichen Achse montierten Motor ersetzt.

Ueber diese beiden Geräte sei hier kurz folgendes bemerkt: das Telefunkengerät hat einen Sender, dessen Welle durch eine Steuerröhre konstant erhalten wird, auch wenn die Konstanten der Antenne durch ihre Abstimmung im Fahrwind sich verändern.

Beim tönenden Senden wird bei diesem Gerät in dem Gitterkreis ein kleiner tonfrequenter Röhrensender derart eingeschaltet, daß der Gittergleichstrom der Senderöhre die Anodenbatterie des tonfrequenten Röhrensenders ersetzt.

Bei Telephonie wird die Methode der Gittergleichstrom-Steuerung angewendet.

Der zugehörige Empfänger hat nur einen abgestimmten Kreis. Die erste Röhre dient zur Hochfrequenzverstärkung, die zweite arbeitet als Audion, während die dritte Röhre zur Niederfrequenzverstärkung verwandt wird.

Bei dem Lorenz-Gerät hat der Sender Selbsterregung, die Frequenzkonstanz wird durch einen Zwischenkreis gewährleistet.

Im Falle der Telephonie wird die in Deutschland von der Firma Lorenz besonders entwickelte sogenannte magnetische Modulation verwandt.

Der Empfänger hat 4 Röhren. Er ist ein Sekundäraudion mit zweifacher Niederfrequenzverstärkung.

Das Meßlaboratorium.

Fig. 6 zeigt eine Teilansicht dieses in zwei Räumen untergebrachten Laboratoriums, in dem alle Hochfrequenzmessungen vorgenommen werden, die bei der Entwicklung der neuen Geräte notwendig sind. Augenblicklich stehen Antennenuntersuchungen im Vordergrund des Interesses. Da der Wirkungsgrad der Antenne $\eta = \frac{N_a}{N_s}$ ist, wo N_s die ausgestrahlte und N_a die gesamte Antennenleistung bedeutet, so müssen N_s uud N_a für die Flugzeugantenne experimentell bestimmt werden. Die Messung der Strahlung erfolgt mit dem Feldstärkenmeßgerät nach Dr. Anders. Bei den eigentlichen Messungen findet der Rahmen auf dem flachen Dache des Gebäudes Aufstellung. Bei der Messung der Leistung liegen bei der Flugzeugantenne die Verhältnisse sofern besonders interessant, als der Strombauch nicht mit der Einführungsstelle der Schleppantenne zusammenfällt. Die gemessene Stromstärke stellt also ebenfalls nicht den für den Strombauch gültigen Wert dar. Bei der Berechnung der Leistung nach der Formel $N = I^2 \cdot R_{ant}$ kommt es aber nur darauf an, daß I und R an der gleichen Stelle gemessen werden. R ist dann natürlich ebenfalls nicht der im allgemeinen auf den Strombauch bezogene Wert des Aequivalentwiderstandes.

Das Kurzwellenlaboratorium.

Die Untersuchung der kurzen Wellen stellen ein Hauptarbeitsgebiet der Abteilung dar. Aus den seitherigen Untersuchungen, die in internen Berichten und zwei gedruckten Vorträgen (Physikertagung und Jahres-Versammlung der DVL 1927) niedergelegt sind, haben bereits das Resultat ergeben, daß beim Verkehr mit Flugzeugen die toten Zonen in der von den Amerikanern gemeldeten Form nicht auftreten. Die kurzen Wellen scheinen nicht nur berufen zu sein, für den transozeanischen Verkehr eine Verständigung des Flugzeuges mit dem Heimathafen zu ermöglichen, sondern bringen auch für den Nahverkehr bis 1000 km speziell wegen der bei ihnen möglichen festen Antennen große Vorteile. Als besonders vorteilhaft hat sich die horizontale Dipolantenne erwiesen.

In der Fig. 7 erkennt man die von Herrn Dr.-Ing. Plendl gebaute Kurzwellenbodenstation, die in Niederfrequenz-Gegentaktschaltung arbeitet.

In dem allgemeinen Laboratorium werden die verschiedensten Arbeiten ausgeführt, die zum Flugfunkwesen in Beziehungen stehen. Es seien hier nur Geräuschmessungen erwähnt, die mit dem Barkhausenschen Geräuschmesser ausgeführt wurden (vgl. Fassbender u. Krüger, Geräuschmessungen in Flugzeugen, Z. f. techn. Physik **8**, S. 277, 1927, Heft 7. Solche Messungen in den Kabinen des Flugzeuges haben deshalb eine große Bedeutung, da der Lärm im Flugzeug den größten Feind für den drahtlosen Empfang darstellt.

Für die Entwicklung der Flugzeugfunkgeräte müssen die Flugzeuge selbst ebenfalls als Laboratorien angesehen werden, da viele Fragen nur im Flugzeug erforscht werden können. Die Funkabteilung verfügt deshalb auch über eine Reihe von Flugzeugen. In den folgenden Fig. 8 und 9 sind einige Einbauten zu erkennen.

Fig. 8 zeigt das Telefunken-Langwellengerät mit Meßeinrichtung zur Messung der Antennenleistung.

Endlich zeigt Fig. 9 die Maschine D 359 mit aufgebautem Peilrahmen des Telefunken-Bordpeilers.

(Eingegangen am 26. Oktober 1927.)

Dispersionsmessungen im Gebiete kurzer elektrischer Wellen.

Von **W. Heim**, Zürich.

(Schluß.*)

II. Versuchsanordnung.

§ 1. Der Generator.

Für die Messungen wurden ungedämpfte Wellen verwendet, die ich mit der Schaltung von Barkhausen und Kurz[2]) herstellte. Diese Methode bietet gegenüber der Funkenerzeugung wesentliche Vorteile. Erstens erreicht man eine bessere Konstanz sowohl der Länge als auch der Intensität der Wellen. Zweitens erhält man sehr scharfe Resonanzkurven, weil die Wellen ungedämpft sind, und drittens läßt sich die Wellenlänge viel feiner variieren. Es resultiert daher eine wesentlich höhere Meßgenauigkeit. Für ungedämpfte Wellen ergibt sich zudem eine Vereinfachung der theoretischen Behandlung, so daß eine strenge Fehlerdiskussion möglich wird.

*) I. Teil ds. Jahrbuch **30**, S. 160, 1927.



Für den Ausbau des Generators konnte ich mich auf die Arbeiten von Tank[31]) und andern[20]) stützen, welche die genaueren Bedingungen zur Erzeugung dieser Wellen untersucht hatten. Ich versuchte nun noch kürzere, für Meßzwecke schnell und genau reproduzierbare Wellen herzustellen, erste Bedingung war eine einwandfreie Konstruktion der äußeren Kreise, so daß einerseits die Schwingungen an wohldefinierte Schwingungskreise gebunden waren, anderseits die Batterien und Gleichstromzuführungen davor geschützt waren. Fig. 10 zeigt schematisch das endgültige Aussehen des Generators mit Ankopplung zum Meßsystem.

Eine Schott-*M*-Röhre wurde aus dem Sockel genommen, um dessen kapazitiven Einfluß zu vermeiden. Aus den vier Zuführungen zur Röhre wurden zwei Paralleldrahtsysteme gebildet; das eine III bestehend aus den zwei Kathodenzuleitungen, das andere I aus Gitter- und Anodenzuführungen. Auf beiden befindet sich je eine be-

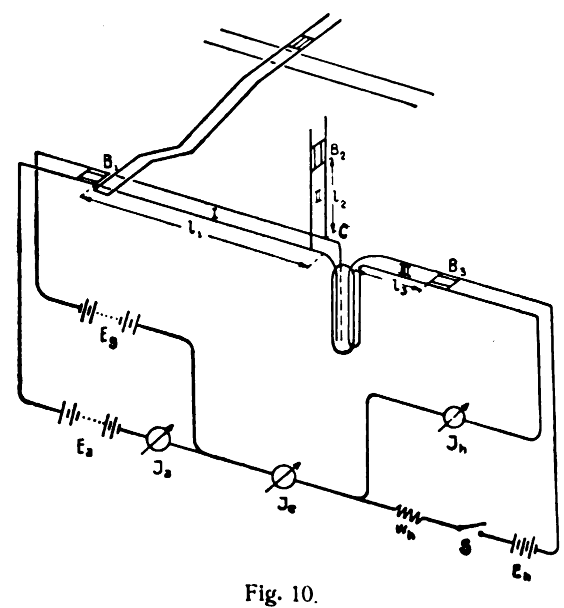


Fig. 10.

J_h = Heizstrom E_h = Heizspannung = 10 V.
J_e = Emissionsstrom E_a = Anodenspannung = bis 60 V.
J_a = Anodenstrom E_g = Gitterspannung = bis 600 V.
W_h = Heizwiderstand S = Stromschlüssel

wegliche Kapazitätsbrücke B_1 und B_3, die aus zwei mit Glimmer gegeneinander isolierten Messingplättchen bestehen und es daher erlauben, an die Drähte die nötigen Gleichspannungen anzulegen. Für die Schwingungen wirken die Brücken als Kurzschluß (Blockkondensator). So wird erreicht, daß zwischen den Elektroden die richtige äußere Abstimmung hergestellt werden kann und zugleich die Schwingungen nicht in Batterien und Instrumente eindringen.

Diese beiden Kreise genügen zunächst zur Erzeugung der Grundschwingung. Diese tritt auf, wenn die Brücke B_1 in der Nähe der Resonanzlage ist $\left(l_1 \text{ ca. } \frac{\lambda_0}{2}\right)$. Kreis III spielt zur Erzeugung der Wellen keine wesentliche Rolle, sondern bewirkt bloß in gewissen Stellungen der Brücke B_3 ein völliges Auslöschen der Schwingungen, was durch richtiges Einstellen von B_3 vermieden werden soll.

Da ich bei dieser Röhre mit der Grundwelle unter ca. 120 cm nicht herunter kam, ohne zugleich an Intensität der Wellen stark einzubüßen, versuchte ich kräftige Oberschwingungen zu erzeugen und diese auszusieben. Dies gelang mir mit einem dritten Paralleldrahtsystem II, das vertikal auf I steht und ebenfalls eine verschiebbare Kapazitätsbrücke B_2 trägt. Das ganze Paralleldrahtsystem kann parallel zu sich selbst längs Kreis I verschoben werden. Durch richtige Abstimmung dieses Kreises kann nun eine beliebige Oberschwingung besonders stark erhalten werden, ohn daß dabei die gleichzeitig nötige Abstimmung auf die Grundwelle gestört würde. Zunächst wird Kreis I auf die Grundwelle abgestimmt $\left(l_1 \text{ ca. } \frac{\lambda_0}{2}\right)$. Der Anschlußpunkt C von Kreis II kommt in die Nähe des ersten Stromknotens unmittelbar neben der Röhre zu liegen. Für die erste Oberwelle z. B. wird $l_2 = \frac{\lambda_0}{4}$ gemacht. Damit wirkt Kreis II auf die Grundwelle wie ein Wechselwiderstand unendlich, d. h. wie wenn das Paralleldrahtsystem II nicht da wäre. Für die erste Oberwelle $\left(\lambda_1 = \frac{\lambda_0}{2}\right)$ hingegen ist das geknickte Paralleldrahtsystem $B_1 C B_2$ von der Länge $l_1 + l_2 = \frac{3}{4}\lambda_0$ abgestimmt. Es haben drei halbe Wellenlängen darauf Platz. Damit sich diese Oberwelle stark ausbildet, muß $l_1 + l_2$ genau $3\frac{\lambda_1}{2}$ sein, hingegen darf Punkt C nicht genau im Spannungsknoten liegen, d. h. es soll l_1/l_2 nicht genau $\frac{3}{2}$ sein, weil sonst die Kopplung von System II mit System I Null ist.

Aehnlich wurden 2. und 3. Oberwelle eingestellt, indem $l_2 = \frac{1}{3}\,\frac{\lambda_0}{2}$ resp. $\frac{1}{4}\,\frac{\lambda_0}{2}$ gemacht werden müssen. Doch wurde für die letzte die Intensität schon so gering, daß sie für Meßzwecke nicht mehr verwendet werden konnte. Uebrigens war das Auffinden der Oberwellen ziemlich schwierig, da ihr Auftreten an eine außerordentlich genaue Einstellung der Brücken gebunden war. Es wurden deshalb für Meßzwecke immer dieselben sechs Wellen benutzt, für welche Brückenstellungen, Spannungen usw. genau notiert waren. Die halbe Wellenlänge derselben betrug: 160 cm, 120 cm, 90 cm, 60 cm, 30 cm und 18 cm. Die beiden letzten waren erste und zweite Oberwelle, während die übrigen Grundwellen waren. So konnte dieser eine Generator für einen Wellenbereich von mehr als drei Oktaven benutzt werden.

§ 2. Die Ankopplung des Meßsystems.

Es wurden viele Versuche darüber angestellt, wie sich das Meßsystem am besten an den Generator ankoppeln lasse, und es zeigte sich, daß für ein einwandfreies Arbeiten die Meßapparatur einige Meter vom Generator entfernt aufgestellt werden muß. Erstens treten in der Nähe des Generators Störungen auf, herrührend von direkter Induktion und Strahlung, zweitens ist im Generator und seinen Anschlußkreisen fast immer ein sog. „Antenneneffekt"[23]) vorhanden, dessen Uebertragung auf das Meßsystem vermieden werden muß. Dieser Antenneneffekt rührt davon her, daß die Enden der beiden Kreise I und III durch die Gleichspannungszuführung miteinander verbunden sind. Es bildet dann die Verbindung Kathode — Kreis III — Heizbatterie — Anoden- oder Gitterbatterie — Kreis I — Anode oder Gitter — Kathode ein geschlossener zum Teil verzweigter Schwingungskreis, der in der Röhre angeregt wird und in den beiden Paralleldrähten im allgemeinen parallele Ströme aufweist.

Es wurde deshalb das Meßsystem in ca. 3 m Distanz vom Generator so aufgestellt, daß die Drähte des Gitter-Anodenkreises und die Meßdrähte gleich hoch und parallel verliefen. Quer darüber, etwa 4 cm höher, wurde zur Uebertragung der Schwingungen ein Paralleldrahtsystem der „Zwischenkreis" gelegt, dessen eines Ende immer un-

mittelbar vor die Generatorbrücke B_1 zu liegen kam und kurz geschlossen war. Auf der anderen Seite war außerhalb der Meßdrähte eine bewegliche Kurzschlußbrücke aufgesetzt, mit der dieser Zwischenkreis auf Resonanz abgestimmt wurde. Durch Durchbiegen der Mitte wurde erreicht, daß an der Kreuzungsstelle mit den Meßdrähten ein Strombauch zu liegen kam. Dadurch wurde sowohl beim Generator als auch beim Meßsystem eine rein induktive Kopplung erzielt, da an beiden Orten sich Strombäuche gegenüberliegen. Die Stärke der Ankopplung konnte variiert werden durch Nähern und Entfernen des Zwischenkreises und durch mehr oder weniger gutes Abstimmen desselben.

§ 3. Anordnung nach der ersten Drudeschen Methode.

Die ca. 5 m langen Meßdrähte von 0,7 mm Durchmesser und 2 cm Abstand wurden an einem Ende durch einen Glastrog geführt von 84 cm Länge, 16 cm Breite und 18 cm Höhe. Es wurde die feste Detektorbrücke D in der Entfernung $\frac{\lambda}{2}$ von der Trogwand aufgesetzt. Eine bewegliche Kurzschlußbrücke (2) befand sich im Trog und eine (1) auf der andern Seite des Detektors in Luft (Fig. 11).

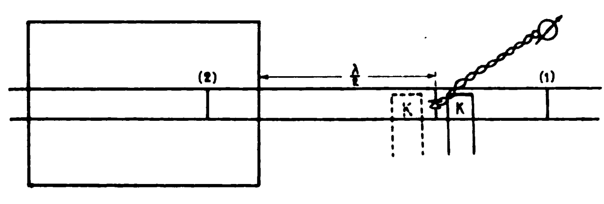


Fig. 11.

Die Kopplung K mit dem Generator wurde unmittelbar links oder rechts neben der Detektorbrücke angebracht, je nachdem in Flüssigkeit oder Luft gemessen wurde, während die nichtbenutzte Brücke jedesmal verstimmt war.

Zum Messen der Wellenlänge in Luft wurden die ersten Versuche mit Plattenbrücken gemacht. Doch kann damit vollständige Reflektion wegen Selbstinduktion der Platte nicht erreicht werden. Ferner sind die großen Dimensionen ungünstig wegen starker kapazitiver Wirkungen, welche die Felder des Paralleldrahtsystems stören bis zu großen Entfernungen von der Brücke. Auch besteht Gefahr der Eigenschwingung der Brücke. Ich kam deshalb dazu, möglichst kleine und einfache Brücken zu konstruieren.[24]) Die unvollständige Reflexion beeinträchtigt die Messungen übrigens nur dann, wenn zufällig das hintere Drahtende in Resonanz ist. In diesem Falle kann aber durch Aufsetzen einer zweiten Brücke im Abstand $\frac{\lambda}{4}$ von der ersten das hintere Drahtende wieder verstimmt werden. Es repräsentiert dieses dann nach Gleichung (8 a) einen unendlich großen Widerstand. Es muß besondere Sorgfalt auf guten Kontakt mit den Drähten und genau parallele Führung der Brücken verwendet werden. Die beiden Brücken bestehen aus einem ca. 3 cm langen und 1,5 cm breiten Plättchen aus Fiber. Vorn trägt dasselbe in Gestalt eines Metallstreifchens die eigentliche Ueberbrückung und hinten gleichzeitig je eine kleine Oese als Führung. Die Kontaktstellen der Luftbrücke waren Rinnen von halbkreisförmigem Querschnitt und etwa ½ cm Länge, in die die Drähte genau hineinpaßten. Die Brücke lag mit dem eigenen Gewicht auf den Drähten und konnte vermittels Fäden vom Standort des Beobachters bewegt werden. Die Flüssigkeitsbrücke hatte statt des Gleitkontaktes zwei Messingröllchen, die fest auf einer Achse saßen und am Radumfang so gekerbt waren, daß sie mit gutem Kontakt auf der obern Drahthälfte abrollten. Diese Brücke wurde noch etwas beschwert. Außerdem mußten unmittelbar vor den Messungen Drähte, Gleichkontakte und Rollen mit feinstem Schmirgel poliert werden, wenn man gut reproduzierbare Maxima-Einstellung erreichen wollte.

Zum Nachweis der Schwingungen wurde mit gutem Erfolg ein einfacher Kristalldetektor verwendet. Der gleichgerichtete Detektorstrom wurde gemessen mit einem empfindlichen Spiegelgalvanometer, dem der Detektorstrom durch dünne, verdrillte Drähte zugeführt wurde und dessen Empfindlichkeit durch Shunten mit einem Stöpselreostaten beliebig variiert werden konnte. Ich habe auch versucht, mit Thermokreuz zu arbeiten. Doch konnte ich dasselbe trotz des großen Vorteils, ein quantitatives Maß der Schwingungsintensität zu liefern, wegen zu geringer Empfindlichkeit nicht dauernd verwenden. Es durfte nämlich das Meßsystem nur lose mit dem Generator gekoppelt werden, um nicht eine Rückwirkung auf denselben und damit eine Inkonstanz der Wellenlänge oder gar die dem Zwischenkreissender typischen Zieherscheinungen zu erhalten. Ferner war der Detektor wieder nur lose mit dem Meßkreis gekoppelt, so daß die für den Detektor übrig bleibende Energie sehr gering war.

Da bei beiden Drudeschen Methoden die zu messende Flüssigkeit sich direkt zwischen den Drähten befindet, dürfen diese nicht als Galvanometerleitung benutzt werden, denn die geringste durch Elektrolyse auf den Drähten abgeschiedene Gashaut würde das Resultat beträchtlich beeinflussen (vgl. S. 179). Es wurde deshalb der Detektor kapazitiv angeschlossen und von der Brücke aus eine besondere Galvanometerleitung gelegt. Fig. 12 gibt schematisch das Bild der Detektorbrücke.

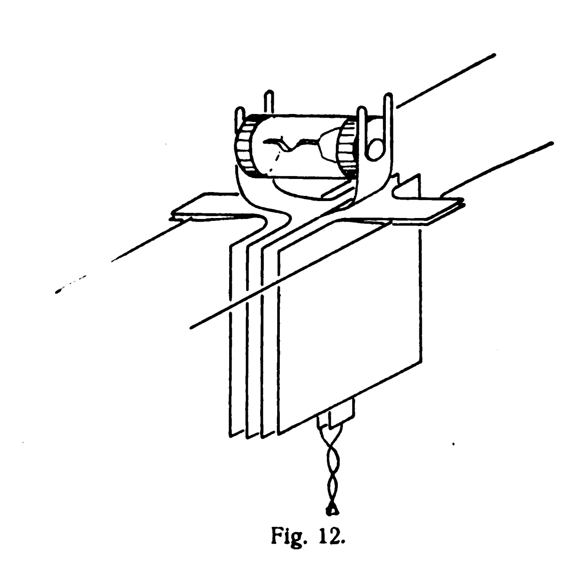


Fig. 12.

Die Brauchbarkeit der Anordnung wurde zuerst an verschiedenen Vorversuchen kontrolliert.

Aequidistanz der Maxima:

Es sei hier einer von vielen Kontrollversuchen angeführt, der mit der zweiten Oberwelle $\frac{\lambda_2}{2} = 20$ cm gemacht wurde. Ich habe 13 aufeinander folgende Maxima eingestellt, und zwar jedes dreimal, mit Abweichungen, die $^1/_{10}$ bis höchstens $^2/_{10}$ mm betrugen.

Der Abstand derselben gibt folgende 12. Zahlen für die halbe Wellenlänge in Luft:

20,21	20,21	20,19	20,27	
20,31	20,31	20,34	20,26	Mittelwert 20,265.
*20,27	*20,28	*20,27	*20,26	

Nun tritt in diesen Zahlen eine deutliche Periodizität auf, die vom Einfluß der Grundwellen $\frac{\lambda_0}{2} = 60$ cm herrührt. Es war nämlich nicht möglich, das Meßsystem ganz vor der Grundwelle zu schützen. Diese hat im Generator ein hohes Vielfaches der Intensität der Oberschwingung. Nun wurde zwar der Zwischenkreis, um die Oberwelle allein auszusieben, immer auf ein solches Maximum abgestimmt, daß die Grundwelle nicht zugleich in Resonanz war. So wurde im erwähnten Falle vermieden, die abgestimmte Länge 3,6 oder 9 mal $\frac{\lambda_2}{2}$ der Oberwelle zu wählen, da für diese Brückenstellungen die dreimal längere Grundwelle auch abgestimmt wäre. Dennoch war im Meßsystem in jedem dritten Maximum der Oberwelle ein solches, wenn auch schwaches der Grundwelle etwas verschoben, darin, so daß das durch Ueberlagerung resultierende Maximum 0,5 mm zu weit vom Detektor entfernt ist. Daraus erklärt sich ohne weiteres die Periodizität obiger Zahlenreihe. Es fällt die Wellenlänge auf der einen Seite des verschobenen Maximums etwas zu klein und auf der andern Seite etwas zu groß aus. Dazwischen liegt immer eine unveränderte Wellenlänge (mit * bezeichnet), die gut mit dem Mittelwert übereinstimmt. Daß das Maximum der Grundwelle und der Oberwelle nicht zusammenfallen, liegt an der für beide Wellen etwas verschiedenen Brückenverkürzung. Zur Wellenlängenmessung wurden in Flüssigkeit und Luft immer zwei solche Maxima gewählt, welche die Grundwelle nicht enthielten und deren Abstand ein ganzes Vielfaches von $\frac{\lambda_0}{2}$ war. Auch habe ich beim Messen in Flüssigkeit auf die Trogwand immer ein Maximum der Oberwelle gelegt, das kein solches der Grundwelle enthielt. Dadurch

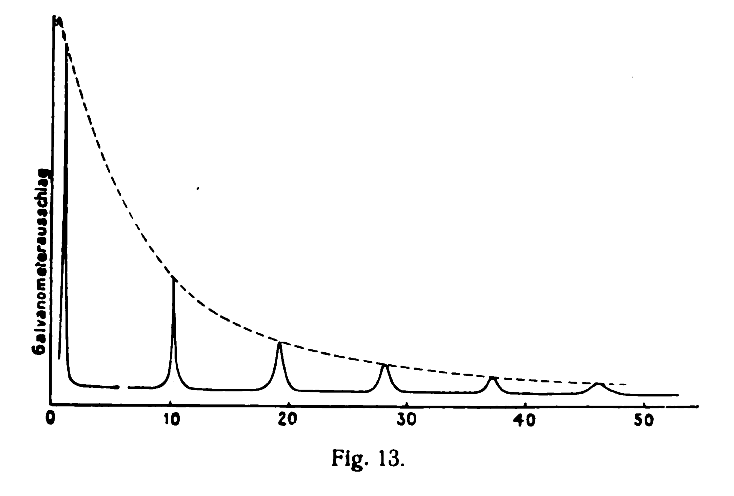


Fig. 13.

wurden die Maxima der letzteren im Trog stark gegen die der Oberwelle verschoben und so schwach, daß sie meist gar nicht mehr zu erkennen waren.

Man sieht aus obigen Zahlen, daß die Wellenlängenbestimmung in Luft sehr genau ist. Die Strecke von $6\lambda_2 = 2{,}4$ m kann auf $^2/_{10}$ mm sicher gemessen werden, so daß sich ein relativer Fehler der Wellenlänge von ca. $^1/_{10}\,^0/_{00}$ ergibt. Weniger günstig liegen die Verhältnisse im Trog, wenn er mit einer absorbierenden Flüssigkeit gefüllt ist. Während in destilliertem Wasser z. B. die ersten Maxima noch scharf waren, wie in Luft, wurde sie infolge Absorption weiter hinten immer stumpfer, so daß die Wellenlänge bloß noch auf $1^0/_{00}$ sicher war, und damit die DK auf $2^0/_{00}$. In Fig. 13 ist eine Serie von solchen Maxima dargestellt. Die Aequidistanz war auch hier gut erfüllt. Doch mußte der Spannungsknoten genau in die Trogwand eingestellt

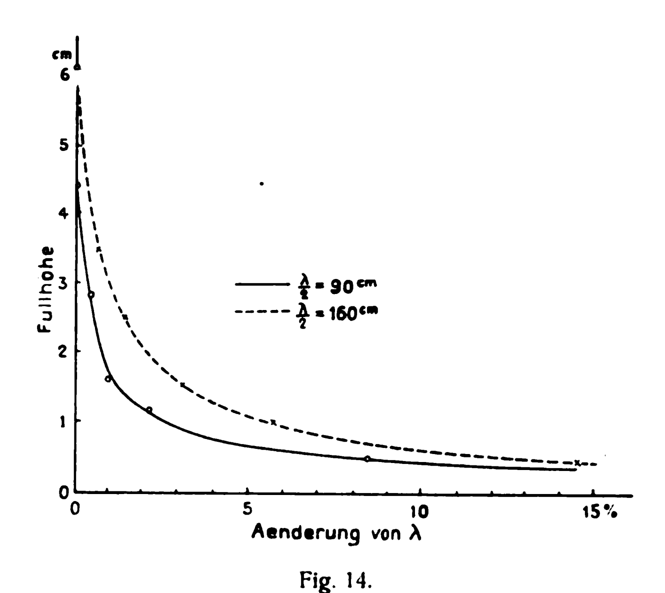


Fig. 14.

werden, da der Absorptionseinfluß auf die Wellenlänge nach § 3d stark bemerkbar wurde. Eine Verschiebung des Spannungsknoten von 3 cm änderte die Wellenlänge im Wasser um 1% oder 5%, je nachdem sehr viele oder nur die paar ersten Maxima zur Messung verwendet wurden.

G r ö ß e d e s T r o g e s :

Um sicher zu sein, daß die Dimensionen des Troges in Breite und Höhe nicht zu gering sind habe ich die Wellenlänge in Wasser als Funktion der Füllhöhe über den Drähten gemessen. Aus Fig. 14 ist ersichtlich, daß bei normaler Füllhöhe von 6 cm der Fehler $1^0/_{00}$ nicht erreicht.

R e i n h e i t d e r D r ä h t e :

Zuerst ergaben sich Abweichungen, wenn Messungen, die sofort nach Füllen des Troges gemacht waren, später wiederholt wurden. Und zwar stieg die DK in den ersten Tagen und nahm später wieder ab. Es zeigte sich, daß der höchste Wert richtig war und daß Verunreinigung der Drähte anfänglich durch eine Oelschicht, später durch eine Oxydschicht die DK verkleinerte.

Betrachten wir ein Paralleldrahtsystem, das um die Drähte eine dünne Schicht von der Dicke $\Delta\varrho$ eines Dielektrikums von der DK δ' besitze. Das übrige Dielektrikum habe die DK δ. Die Trennungsfläche zwischen beiden sei eine Aequipotentialfläche. Dann wird die Kapazität pro Längeneinheit durch die dünne Schicht auf einfach zu berechnende Weise beeinflußt und ergibt eine veränderte Wellenlänge:

$$\lambda^2 = \lambda_0^2 \left[1 + \left(\frac{\delta}{\delta'} - 1\right) \frac{\Delta\rho}{\rho} \frac{1}{lg\frac{a}{\varrho}}\right]$$

wo a der Drahtabstand und ϱ der Drahtradius ist. λ_0 bedeutet die Wellenlänge ohne diese Schicht ($\Delta\varrho = 0$ oder $\delta = \delta'$). Setzen wir z. B. $\delta = 80$ (Wasser), $\delta' = 4$ (Oxyd), $a = 2$ cm, $\varrho = 0{,}035$ cm, so wird:

$$\lambda^2 = \lambda_0^2(1 + 13{,}4\ \Delta\rho) \quad \Delta\rho \text{ in mm}$$

Es genügt also eine Schicht von $0{,}74 \cdot 10^{-4}$ mm um 1‰ Fehler in der DK zu bewirken. Man sieht daraus, daß beim Messen von Flüssigkeiten hoher DK mit besonderer Sorgfalt auf Reinheit der Drahtoberfläche gesehen werden muß.

Gang der Messung:

Vorbereitend wurden vor jeder Meßreihe neue Meßdrähte gespannt und sorgfältig gereinigt. Nach dem Füllen des Troges wurden an den Drähten haftende Luftblasen entfernt. Eine Dispersionsmessung mit den 6 Standardwellen konnte in ca. 4 Stunden ausgeführt werden. Zuerst wurden Heizstrom, Anoden- und Gitterspannung eingestellt und alle Brücken der Wellenlänge entsprechend in die vorgemerkte Stellung gebracht. Darauf folgt Feineinstellung der Generator- und Zwischenkreisbrücken auf maximale Intensität im Meßkreis vermittels Zugsvorrichtungen vom Standort des Beobachters aus. Dann wird der Spannungsknoten durch Verschieben der Detektorbrücke möglichst genau in die Trennungsebene Luft—Flüssigkeit eingestellt. Unterdessen ist die Wellenlänge für Messungen genügend konstant geworden. Es wird nun die Wellenlänge nacheinander in Luft, in Flüssigkeit und wieder in Luft bestimmt. Von der ersten zur letzten Messung zeigte sich in der Regel ein unbedeutender Anstieg der Wellenlänge von höchstens ½‰, entsprechend dem geringen Abfall der Spannung in der Batterie. Jede Wellenlänge ergab sich aus zwei Brückenstellungen im ersten und im letzten noch auf dem Paralleldraht liegenden Knoten, und zwar wurde, um die ganze Messung symmetrisch aufzubauen, immer die Messung im ersten Knoten wiederholt. Jede Brückenstellung ergab sich durch Mittelung von 3 Einzeleinstellungen, so daß für jede Wellenlängenbestimmung 9, für jeden Brechungsindex 27 und für die ganze Dispersionsmessung 162 Einzeleinstellungen erforderlich waren.

§ 4. Anordnung nach der zweiten Drudeschen Methode.

Im Meßsystem der vorigen Anordnung ohne Trog wurde zwischen die Detektorbrücke und die bewegliche Brücke ein zylindrisches Glaskölbchen mit eingeschmolzenen Platinelektroden direkt an die Drähte angelötet (Fig. 9). Seine Kapazität war leer 0,112 cm, gefüllt mit Wasser 6,05 cm. Fig. 15 gibt den Flüssigkeitskondensator und rechts davon die Resonanzstellung der beweglichen Brücke

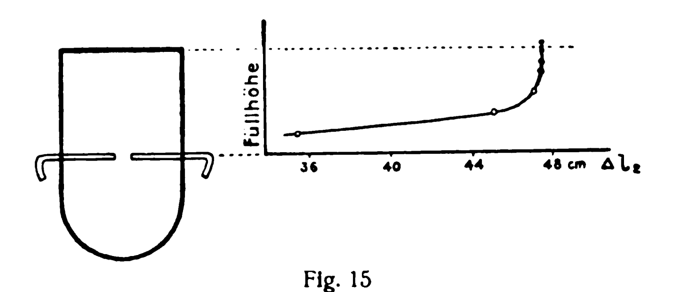


Fig. 15

als Funktion der Füllhöhe des Kondensators. Man sieht, daß bei ebener Füllung die Brückenstellung nicht mehr merkbar von kleinen Schwankungen der Füllhöhe abhängt. Die Methode kann nur für relative Messungen verwendet werden, und zwar sollten kleine Aenderungen der DK von Elektrolyten gegenüber reinem Wasser gemessen werden, die im verwendeten Bericht proportional der Verschiebung der beweglichen Brücke sind. Der Proportionalitätsfaktor ergab sich experimentell mit Hilfe des bekannten Temperaturkoeffizienten von Wasser, indem ich etwas erwärmtes Wasser im Kondensator sich abkühlen ließ, währenddessen abwechselnd die Resonanzstelle der Brücke und die Temperatur des Wassers mit Hilfe eines Thermoelementes beobachtet wurde. Die experimentelle Eichung ergab

$$\frac{\Delta \delta}{\delta} = -\frac{\Delta l}{75} \quad (\Delta l \text{ in cm})$$

gegenüber einer Berechnung nach Seite 166, die sich auf quasistationäre Verhältnisse stützt:

$$\frac{\Delta \delta}{\delta} = -\frac{\Delta l}{97{,}5}$$

III. Meßresultate.

Im Gebiete kurzer elektrischer Wellen sind zwei Arten anomaler Dispersion möglich:

a) Resonanzdispersion: Sie hat ihren stärksten Abfall bei der Frequenz, welche übereinstimmt mit der Eigenfrequenz, der die Dispersion erzeugenden Teilchen. Es läßt sich damit das Verhältnis der Masse und der quasielastischen Kraft, mit der die Teilchen an die Ruhelage gebunden sind, bestimmen.

b) Reibungsdispersion: Sie zeigt einen einmaligen Abfall mit gleichzeitig starker Absorption, und es läßt sich daraus ein Rückschluß auf die Größe der Dipolmomente und bei bekannter Molekülgröße auf die innere Reibung ziehen.

§ 1. Wasser.

Für Wasser wurden in dem mir zugänglichen Wellenbereich verschiedentlich Resonanzdispersionen nachgewiesen. So fand Colley[6]) zwischen $\frac{\lambda}{2} = 18$ cm und 30 cm einen recht komplizierten Dispersionsverlauf mit maximal 6% Abweichung vom dispersionsfreien Wert von δ ($= 80{,}26$). Aehnlich fand Iwanow[20]) Dispersionsstreifen zwischen $\frac{\lambda}{2} = 33{,}5$ cm und 59,5 cm, die mehr als 10% vom dispersionsfreien $\delta = 80{,}96$ und 80,53 abweichen. Die aus den relativen Knotenlagen bestimmte DK muß nach § 3c kleiner werden als die aus den absoluten Lagen des ersten Maximums berechnete, was die Kurve von Iwanow bestätigt. Ich muß aus theoretischen Gründen im Gegensatz zu Iwanow den aus den relativen Maximallagen bestimmten Dispersionsverlauf als den richtigeren ansehen. Daß beide Autoren ähnlichen von andern nicht mehr gefundenen Dispersionsverlauf haben, kann daran liegen, daß beide anscheinend dieselbe Apparatur benutzten.

Rukop[27]) erhält in demselben Gebiet auch anomale Dispersion. Seine Kurven decken sich aber nicht mit denen von Colley und Iwanow.

Wieder ganz andere sehr ausgeprägte Dispersionsstreifen wies auch Weichmann[32]) nach. Diese Banden sollen aber nach einer neueren Arbeit von Frankenberger[17]) [25]) von Verunreinigung des Wassers mit Silikaten herrühren und daher bei reinem destilliertem Wasser nicht mehr auftreten.

Da die Frage nach der Dispersion des Wassers aus diesen Arbeiten keine eindeutige Antwort gefunden hat, versuchte ich etwas zur Klärung beizutragen und bestimmte zunächst den Brechungsindex für die 6 Standardwellen.



Das Resultat der Messungen ist im ersten Teil der Tab. 1 dargestellt.

Tabelle I.

$\frac{\lambda_1}{2}$	$\frac{\lambda_2}{2}$	n^2	t	n^2_{17}
18,375	2,0497	80,41 ± 20	18,3	80,89
30,020	3,3540	80,11 ± 8	18,29	80,59
60,037	6,718	79,87 ± 16	18,27	80,34
90,657	10,115	80,33 ± 25	18,22	80,78
120,22	13,412	80,34 ± 13	18,21	80,79
160,72	17,943	80,21 ± 10	18,20	80,66
21,222	2,365	80,52	17,53	80,71
21,059	2,347	80,46	17,53	80,64
20,823	2,371	80,76	17,53	80,96
20,517	2,884	80,36	17,52	80,57
20,264	2,2614	80,29	16,91	80,30

Dabei bedeuten:

λ_1 = Wellenlänge in Luft (in cm)

λ_2 = Wellenlänge in Wasser (in cm)

n = Brechungsindex $= \frac{\lambda_1}{\lambda_2}$

t = Temperatur des Wassers in Cels.

n_{17} = Brechungsindex reduziert auf 17° C.

Die Absorptionskorrektur blieb unterhalb der Fehlergrenze und wurde deshalb nicht berücksichtigt. Die Fehlergrenze ist in Einheiten der letzten Dezimale angegeben und entspricht der vom Mittelwert am weitesten abliegenden Einzelmessung. Sie beträgt im Maximum 3‰. Die Resultate in der untersten Zeile zeigen Abweichungen von ihrem Mittelwert 80,675, die durchweg etwas größer (Maximal 4‰) sind als die Fehlergrenze. Auch verschiedene Vormessungen ergaben dasselbe Bild. Trotzdem möchte ich daraus nicht auf Dispersion schließen und halte es für wahrscheinlicher, daß jeder Wellenlänge noch ein systematischer Fehler unbekannten Ursprungs anhaftet. Ich möchte in der Beurteilung der Genauigkeit der Resultate um so vorsichtiger sein, als man in den diesbezüglichen Messungen verschiedener Autoren so schlechte Uebereinstimmung findet, trotzdem angeblich meistens auf 1‰ genau gemessen wurde.

Anschießend folgen in Tab. 1 fünf nahe zusammenliegende Meßpunkte in der Gegend von $\frac{\lambda}{2} = 20$ cm, wo sich eine der W e i c h m a n n schen[33]) Banden befinden

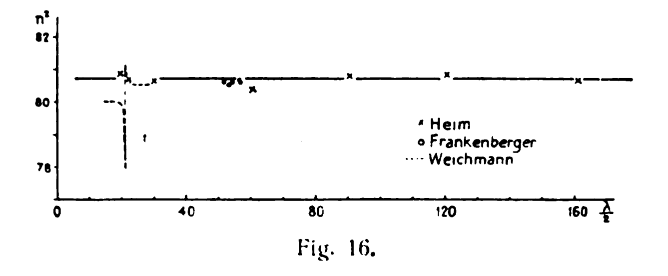


Fig. 16.

sollte, und wo auch C o l l e y[6]) ausgesprochene Dispersion findet. Meine Werte liegen überall etwas höher als die Weichmann schen und lassen Dispersionen nicht oder jedenfalls nur in sehr geschwächtem Maße erkennen.

Fig. 16 gibt die Abhängigkeit der DK von der Wellenlänge wieder.

Somit habe ich anomale Dispersion für Wasser im Wellenbereich von 160 cm bis 37 cm nicht gefunden, und es kann meines Erachtens aus den bisherigen Messungen auf eine solche nicht geschlossen werden.

Folgende Zusammenstellung gibt zum Vergleich noch die wichtigsten neueren Resultate diesbezüglicher Messungen, reduziert auf 17° C.

C o l l e y[6])	80,26
R u k o p[27])	81,0
I w a n o w[20])	80,96
W e i c h m a n n[32])	80,26
K o c k e l[21])	80,8
F r a n k e n b e r g e r[17])	80,55
H e i m	80,67

Ausführliche Zusammenstellung alter DK-Werte älterer Autoren gibt S c h r ö d i n g e r[30]) und neuere Resultate B l ü h[3]). Der Mittelwert aus den angeführten Messungen gibt $n^2_{17} = 80{,}64$. Der anerkannte Wert von D r u d e 81,67 scheint aus allen diesen Messungen unbedingt zu hoch.

Zur Reduktion der DK auf 17° habe ich den Temperaturkoeffizienten noch bestimmt. Dazu wurde auf dem Boden

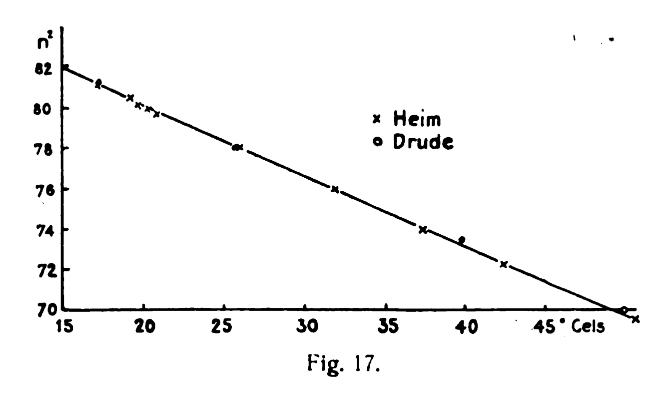
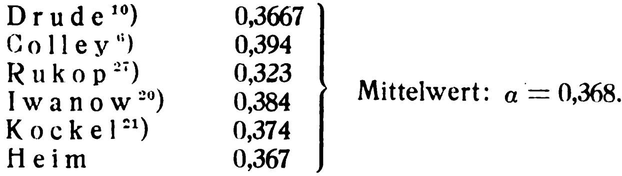


Fig. 17.

des Troges ein gläsernes Schlangenrohr gelegt, durch das heißes Wasser geleitet wurde. So konnte der Trog auf ca. 50° C. geheizt werden. Fig. 17 gibt n^2 als Funktion der Temperatur und zugleich Werte von Drude zum Vergleich.

Aus der Kurve ergibt sich in der linearen Temperaturreduktionsformel $n^2_{17} = n^2 + a\,(t^0 - 17^0)$ für $a = 0{,}367$, ein Wert, der sehr gut mit dem Drude schen übereinstimmt. Der endgültige Wert für n^2_{17} stimmt sowohl bei Drude als auch bei mir nicht mehr genau mit dem der Figur überein. Es folgt noch eine Zusammenstellung der Werte für a anderer Autoren.



D r u d e[10])	0,3667	Mittelwert: $a = 0{,}368$.
C o l l e y[6])	0,394	
R u k o p[27])	0,323	
I w a n o w[20])	0,384	
K o c k e l[21])	0,374	
H e i m	0,367	

die im Mittel gut mit meinem Wert übereinstimmen.

Eine meßbare Abhängigkeit des Temperaturkoeffizienten von der Wellenlänge konnte ich nicht feststellen, was auch darauf schließen läßt, daß Dispersion fehlt.

§ 2. Glyzerin.

Graffunder[18]) zeigte unter Zuhilfenahme der Messungen von D r u d e, L a m p a, L a n g und T h w i n g, daß der Dispersionsabfall von Glyzerin sich gut durch die D e b y e sche Theorie[8]) der Reibungsdispersion darstellen läßt. Bock[4]) wies später nach, daß die Uebereinstimmung mehr der günstigen Auswahl des verwendeten Meßmaterials zuzuschreiben war und daß unter Benutzung aller diesbezüglichen Messungen sich keine eindeutige Kurve legen läßt. Da der Dispersionsabfall in dem mir gut zugänglichen Wellenbereich liegt, habe ich versucht, die Frage zu klären.



Eine Schwierigkeit entstand dadurch, daß infolge der starken Absorption besonders im Gebiete stärksten Abfalls schon das zweite Maximum im Innern des Troges zum Messen nicht mehr gebraucht werden konnte. Daher mußte ich den Resonanzgipfel, der genau in der Trogwand liegen sollte, etwas nach innen verschieben, um ihn als erstes Maximum mit der Flüssigkeitsbrücke noch einstellen zu können. Da mir ein genaues Maß für die Größe der Absorption fehlte (siehe S. 179), konnten Korrekturen (Größenordnung einige Prozent) nur ungefähr angebracht werden.

Kurve I von Fig. 18 gibt den Dispersionsverlauf für das beste erhältliche Glyzerin von 98% und der Dichte 1,257 bei 17,8° C. Die Vermutung liegt nahe, daß die schlechte Uebereinstimmung früherer Messungen von der Verwendung verschiedenprozentigen Glyzerins bei verschiedener Temperatur herrührt. Ich habe deshalb noch eine Kurve II mit demselben Glyzerin bei 40° C. aufgenommen. Kurve III wurde mit demselben Glyzerin bei 18,5° C. bestimmt, nachdem es mit Wasser auf die Dichte 1,230 (88%) verdünnt worden war. Bei dieser Verdünnung war die innere Reibung dieselbe wie bei Kurve II. Die starke Verschiebung der Kurve II gegen die Kurve I ist in guter Uebereinstimmung mit der Theorie von Debye. Man sieht, daß die Lage der Kurve empfindlich abhängt von Temperatur und Konzentration des Glyzerins. Nach der Theorie von Debye habe ich die gestrichelte Kurve möglichst gut an Kurve II angepaßt. Sie gibt die wirklichen Verhältnisse ganz ungenügend wieder.

Eine Kurve, konstruiert nach Drude[19]), fällt mit der Debyeschen ziemlich genau zusammen. Die Punkte von Bock fügen sich am besten in meine Messungen ein, während die von Drude[9]) [13]) und insbesondere auch die neuen Resultate von San-ichiro Mizushima[25]) mit

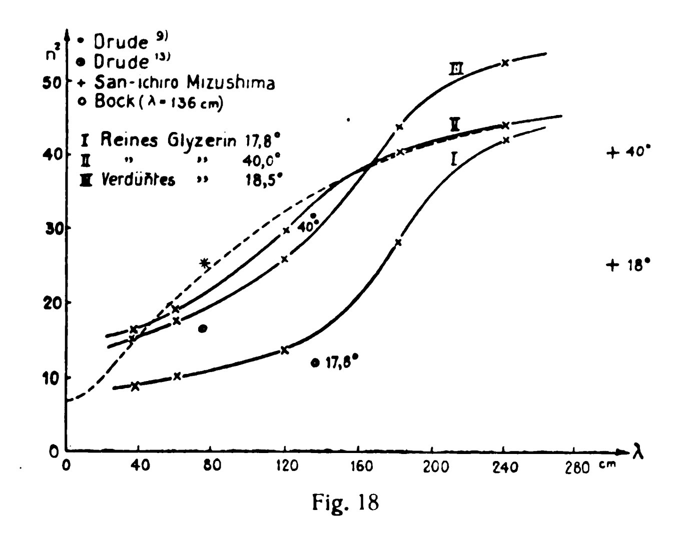


Fig. 18

meinen Messungen nicht übereinstimmen. Aus der Gesamtabnahme von n^2 berechnet sich das mittlere Dipolmoment pro Molekül aus:

$$\frac{4}{3}\pi \frac{N m^2}{3kT} = \frac{\varepsilon_0 - 1}{\varepsilon_0 + 2} - \frac{\varepsilon_\infty - 1}{\varepsilon_\infty + 2} \quad ^{8)}$$

wobei für $\varepsilon_0 = 50$, $\varepsilon_\infty = 7$, $T = 290°$ und $N = 8{,}30 \cdot 10^{21}$ gesetzt wird und ergibt:

$$m = 0{,}965 \cdot 10^{-18}.$$

§ 3. Mischung von Dipolflüssigkeiten mit Paraffinöl.

Nach der Debyeschen Theorie[6]) der anomalen Dispersion kann man aus der Dispersionskurve einen Rückschluß ziehen auf die Größe der Dipole des Moleküls, wenn diese nicht zugleich assoziert sind. Nun ist bei allen Dipolsubstanzen Assoziation zu erwarten. Die Tatsache, daß die Assoziation beim Lösen der Substanz in einer andern zurückgeht, führte auf den Gedanken, eine Dipolsubstanz sehr verdünnt zu lösen in einer dipolfreien Flüssigkeit, für verschiedene Konzentrationen die Dispersionskurve aufzunehmen und die Kurven auf die Konzentration Null zu extrapolieren. Diese Kurve entspricht dann der Dispersion der nicht assoziierten Dipole. Um den Dispersionsabfall in meinem Frequenzbereich zu erhalten, mußte als Lösungsmittel eine möglichst dickflüssige Substanz gewählt werden. Zu diesem Zwecke wurde Chlorbenzol in Paraffinöl gelöst. Die Mischung ergab für zwei Konzentrationen (3,7% und 7,7%) folgende Kurven (Fig. 19).

Es bestätigen diese Kurven die Debyesche Theorie der Reibungsdispersion, insofern, als die Voraussage sich bestätigte, daß der Dispersionsabfall einer Dipolsubstanz sich nach längeren Wellen verschiebt, beim Einbetten in ein Medium mit größerer innerer Reibung. Leider wurde das Gemisch auch bei schwächster Konzentration so dünnflüssig, daß nur noch der Anfang des Dispersionsabfalles

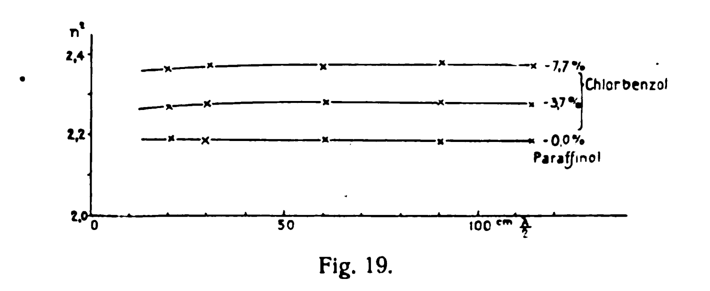


Fig. 19.

in meinen Frequenzbereich hineinkommt. Immerhin erkennt man, daß die schwächere Konzentration, weil dickflüssiger, einen relativ stärkeren Abfall zeigt. Den konstanten Wert von n^2, den die Kurve nach dem Anstieg erreicht, ist die statische DK des Gemisches. Ihr Wert aus der Volumen- und Gewichtsmischregel ergibt:

Paraffinöl mit:	0	3,7	7,7% Chlorbenzol
n^2 nach der Volumenmischregel	2,18	2,50	2,80
n^2 nach der Gewichtsmischregel	2,18	2,56	2,96
n^2 experimentell	2,18	2,28	2,38

Das Experiment ergab also einen drei- bis viermal kleineren Einfluß des Chlorbenzols, ein Verhalten, das auch für Mischungen anderer Dipolsubstanzen mit dipolfreien Substanzen bekannt ist. Da ein einheitliches Molekulargewicht für Paraffinöl nicht existiert, konnte der Wert aus der Debyeschen Mischregel nicht ermittelt werden.

Messungen über die DK von Elektrolytlösungen konnten nicht abgeschlossen werden und sollen an anderer Stelle mitgeteilt werden.

Zum Schlusse möchte ich Herrn Prof. Dr. F. Tank für die wertvolle Unterstützung und Förderung der Arbeit meinen herzlichen Dank aussprechen. Auch Herrn Prof. Debye bin ich für viele Anregungen sehr zu Dank verpflichtet.



Literaturverzeichnis.

1) z. B. Abraham, Föppl, Theorie der Elektrizität. Bd. I, § 69.
2) Barkhausen u. Kurz, Phys. Zeitschr. 21, 1, 1920.
3) O. Blüh, Physik. Zeitschr. 27, 226, 1926.
4) R. Bock, Zeitschr. f. Phys. 31, 534. 1925.
5) Bezeichnungen nach F. Breisig, Theoretische Telegraphie, Vieweg, Braunschweig, S. 280 ff., 1910.
6) A. R. Colley, Phys. Zeitschr. 10, 471, 1909.
7) Vergl. auch W. D. Cooldige, Wied. Ann. 69, 152, 1899.
8) P. Debye, Verh. d. Deut. Phys. Ges. 15, 777, 1913.
9) P. Drude, Wied. Ann. 58, 16, 1896.
10) „ „ „ „ 59, 17, 1896.
11) „ „ „ „ 60, 1, 1897.
12) „ „ „ „ 60, 28, 1897. Formel (66).
13) „ „ „ „ 61, 466, 1897.
14) „ „ Zeitschr. f. Phys. Chem. 23, 267, 1897.
15) „ „ Wied. Ann. 61, 480, 481, 1897.
16) „ „ „ „ 64, 131, 1898.
17) E. Frankenberger, Ann. d. Phys. 82, 394, 1927.
18) Graffunder, W., Ann. d. Phys. 70, 234, 1923.
19) F. Holborn, Zeitschr. f. Phys. 6, 334, 1921.
20) K. Iwanow, Ann. d. Phys. 65, 481, 1921.
21) L. Kockel, Ann. d. Phys. 77, 417, 1925.
22) N. Limnitschenko, Phys. Zeitschr. 14, 543, 1913.
23) Vergl. M. Mercier, Ann. de Physique 20, 36, 1923.
24) „ „ „ „ „ „ 20, 33, 1923.
25) G. Mie, Phys. Zeitschr. 27, 792, 1926.
26) Vergl. auch G. Potakenko, Zeitschr. f. Phys. 20, 27, 1923.
27) H. Rukop, Ann. d. Phys. 42, 489, 1913.
28) San-ichiro Mizushima, Physik. Zeitschr. 28, 418, 1927.
29) A. Scheibe, Ann. d. Phys. 73, 54, 1924.
30) E. Schrödinger, Handbuch der Elektr. u. d. Magnet. v. Grätz, Bd. I, Lief. 2, S. 157, 1912.
31) F. Tank. Arch. Genève (5) 6, 320, 1924.
32) R. Weichmann, Ann. d. Phys. 66, 501, 1921.
33) „ „ „ „ „ 66, 519, 1921.
34) G. Wuckel, Ann. d. Phys. 73, 429, 1924.
35) „ „ „ „ „ 73, 439, 1924.

Zusammenfassung.

Es wurde die Methode von Barkhausen und Kurz zur Herstellung kurzer ungedämpfter elektrischer Wellen zu Dispersionsmessungen nach der ersten und einer modifizierten zweiten Drudeschen Methode verwendet. Im ersten Teil der Arbeit wurde die Theorie dieser beiden Methoden nach einem der Kabeltheorie entlehnten Verfahren entwickelt. Sie gestattet insbesondere für die erste Drudesche Methode den Absorptionseinfluß der Flüssigkeit auf die Meßresultate zu berechnen, so daß nun auch relativ stark absorbierende Flüssigkeiten auf Dispersion untersucht werden können.

Im zweiten Teil ist die Versuchsanordnung beschrieben. Die äußeren Kreise des Röhrengenerators sind als Paralleldrahtsysteme ausgebildet und gestatten durch Verschieben von Brücken Wellen von $\frac{\lambda}{2} = 18$ cm bis $\frac{\lambda}{2} = 160$ cm herzustellen. Die Schwingungen werden vermittels eines abgestimmten Paralleldrahtsystems auf das wie bei Drude angeordnete Meßsystem übertragen.

Der dritte Teil gibt die Meßresultate. Es wurde mit verschiedenen Frequenzen im erwähnten Wellenbereich die Dielektrizitätskonstante von Wasser bestimmt und anomale Dispersion nicht gefunden. Die Temperaturabhängigkeit von Wasser ergibt eine gute Uebereinstimmung mit schon bekannten Werten. Glyzerin gibt den von Debye berechneten Dispersionsabfall und seine Temperaturabhängigkeit wohl qualitativ aber nicht quantitativ wieder. Es sind Dispersionskurven bei verschiedenen Temperaturen und Reinheitsgraden des Glyzerins aufgenommen worden. Chlorbenzol, gelöst in Paraffinöl, ergab den Anfang eines Dispersionsabfalles, wie er nach der Debyeschen Theorie der Reibungsdispersion zu erwarten ist. Dieser Abfall war aber zu klein, um quantitativ auf das Dipolmoment des Chlorbenzolmoleküls zu schließen.

Zürich, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule, August 1927.

(Eingegangen am 2. September 1927.)

Untersuchungen über die Peilbarkeit kurzer Wellen bei Tag und Nacht.

Rahmenpeiler mit Hilfsantenne.

Von **F. Michelssen**, Berlin.

Bei den vielen Empfangsversuchen mit kurzen Wellen unter 100 m ist man bald an das Problem herangegangen, durch gerichteten Empfang einwandfreiere Betriebsverhältnisse zu schaffen. Damit ergab sich von selbst die Frage nach der Peilbarkeit der kurzen Wellen, für welche die Nautiker ein großes Interesse haben. Ueber die Versuche, die zur Klärung dieser Frage im Sommer 1926 von Telefunken gemeinsam mit der Reichsmarine angestellt worden sind, soll an dieser Stelle berichtet werden. Eine kurze Veröffentlichung ist bereits im Oktoberheft der Annalen der Hydographie 1926 erschienen, ebenfalls in der Telefunken-Zeitung Nr. 44 und 45/46.

Der Kurzwellenpeiler.

Für die Entwicklung des Peilers standen die Erfahrungen über Kurzwellenempfänger zur Verfügung. Einige rohe Vorversuche ergaben bald, daß aus Gründen der Abstimmung unbedingt vermieden werden mußte, den Rahmen von der Empfangsschaltung getrennt zu bewegen. Der Rahmen mußte vielmehr starr mit dem Empfänger verbunden werden und durch Drehung der ganzen Apparatur die Richtung des magnetischen Vektors bestimmt werden. Von den Langwellen-Peilern her war bekannt, daß zur Erzielung eines einwandfreien Minimums auf möglichste Symmetrie der Anordnung geachtet werden mußte. Unter Berücksichtigung dieser Gesichtspunkte für die Konstruktion ergab sich folgende Ausführung: Die Schaltung zeigt Fig. 1. Es ist eine bereits im Kurzwellenempfang ausprobierte Gegentaktschaltung zweier Schwingaudionröhren mit angehängtem Zweifach-Niederfrequenzverstärker. Die Gitterkreisspule war als Rahmen ausgebildet worden. Mit drei auswechselbaren Rahmen ergab sich für den Peiler ein Wellenbereich von 18—120 m. Die Rückkopplung erfolgte induktiv mit kapazitiver Uebertragung auf die Rückkopplungswindung durch die beiden Blockkondensatoren C_1 und C_2 von je 50 cm. Die Einstellung auf den Einsatzpunkt der Schwingungen konnte durch den kapazitiven Nebenschluß (Drehkondensator $C_3 = 250$ cm) erfolgen. Mit $C_4 = 125$ cm wurde der Gitterkreis abgestimmt. Um den Antenneneffekt des Peilers möglichst klein zu halten, wurde

auf möglichste Symmetrie der ganzen Schaltung geachtet. Der aus der noch restlichen Unsymmetrie der Anordnung bleibende Antenneneffekt konnte durch Ankopplung einer aperiodischen Hilfsantenne oder einer abgestimmten Hilfsschleife[1]) kompensiert werden. Für diesen Zweck waren noch ein weiterer Drehkondensator, ein kleiner am Empfänger drehbarer Hilfsrahmen und im Hauptrahmen eine drehbare Koppelspule angebracht, die in das Schaltschema nicht mit eingezeichnet sind. Aus den Fig. 2 und 3 ist die konstruktive Ausführung des Peilers ersichtlich. Mit dem Empfängerkasten ist der Rahmen starr verbunden. Beides wieder ist fest verbunden mit einem Eisengestell, das zwei Ablesemarken trägt und auf einem Eisenfuß mit Teilkreis gedreht werden kann. Die Drehachse des Eisengestells ist durchbohrt; durch sie werden die Anschlußschnüre für Batterien und Telephon nach außen geführt. Als sich später zeigte, daß die Telephonschnüre bei Bewegung des Beobachters störten, wurde das Telephon außerhalb des Peilers fest eingebaut und zwei Stethoskope angebracht, von denen die Empfangszeichen durch zwei lange Gummischläuche zum Ohr des Beobachtenden gelangten.

Der Peiler wurde zuerst auf dem Telefunkenversuchsfeld in Geltow bei Potsdam, später auf den Havelseen ausprobiert.[2]) Dabei zeigte sich dann, welche Schwierigkeiten sich auf dem Lande, wo Bäume, Antennenanlagen, Telephonleitungen, Wasserläufe usw. das Feld stören bzw. die Wellenzüge aus verschiedenen Richtungen ankommen lassen, der Erzielung eines einwandfreien Minimums entgegenstellen. Während es z. B. ohne weiteres möglich war, auf einem Holzturm von 6 m Höhe einen kleinen Sender auf etwa 300 m Entfernung mit einem Minimum von ½° Breite anzupeilen, gelang es niemals die Richtung zu bestimmen, aus welcher der Peilstrahl eines größeren Senders kam, der in etwa 30 km Entfernung in Siemensstadt bei Berlin aufgestellt war und mit genau der gleichen Welle arbeitete. Dabei war die Lautstärke durchaus hinreichend. Der Versuch wurde in Geltow des öfteren mit dem gleichen Ergebnis wiederholt. Bei den Versuchen auf den Havelseen waren die Verhältnisse etwas günstiger. Hier war der Sender an Land aufgestellt, der Peiler befand sich in einem Boot

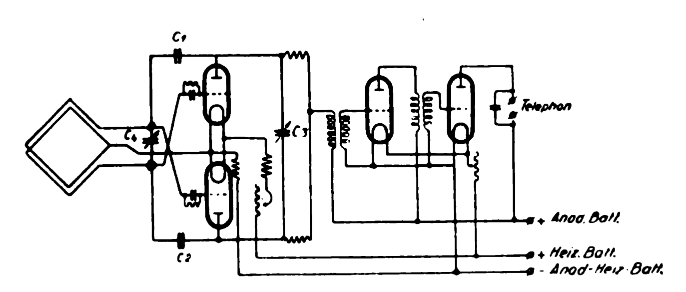


Fig. 1.
Prinzipschaltung eines Kurzwellenempfängers für Peilzwecke.

auf freier Wasserfläche. Auf diese Art konnten tatsächlich auf etwas weitere Entfernungen bis zu 4 km einwandfreie Peilungen mit Minima von ¼° Breite erhalten werden, solange der Peilstrahl dauernd über Wasser verlief. Doch machten sich auch hier oft genug die Einflüsse der Umgebung störend bemerkbar. So war es beispielsweise in 20 m Entfernung vom bewaldeten Ufer unmöglich, ein Minimum festzustellen, obwohl der Peilstrahl gänzlich über Wasser verlief.

Die Frage nach der Peilbarkeit der kurzen Wellen und ihrer Verwendbarkeit für einen Peilverkehr konnte also nur auf See, wo dank der offenen Wasserfläche wenigstens die Ausbildung eines einheitlichen Zuges der Oberflächenwelle ermöglicht ist, entschieden werden. Diese Versuche, die in den Monaten Juni, Juli und August 1926 angestellt wurden, konnten dank der Beteiligung der Reichsmarine bis zu einer klaren Beantwortung der gestellten Frage durchgeführt werden. Außer dem Verfasser nahmen Herr Dr. F. A. Fischer von der Reichsmarine, sowie Herr G. Passarge teil. Die Versuche dienten gleichzeitig zur Nachprüfung der von H. Mahnkopf und G. Passarge in den Annalen der Hydrographie 1926, Heft II, pg. 36 veröffentlichten Funkpeilversuche mit kurzen Wellen. Diese hatten allerdings nur auf kurze Entfernung (5 Seemeilen) auf einem einzigen Schiff ausgeführt werden können.

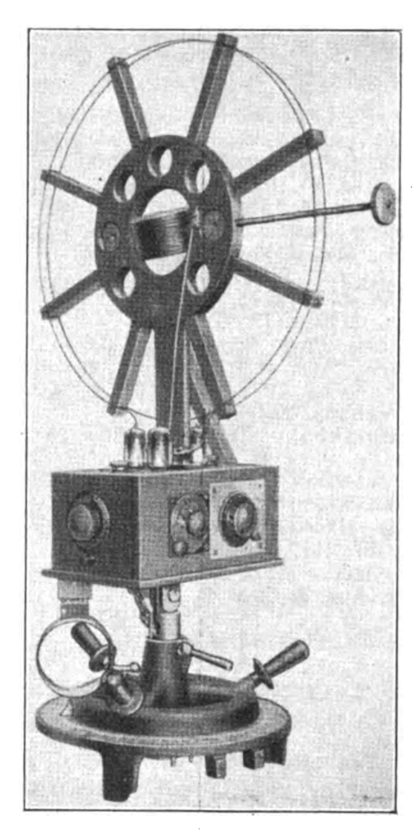


Fig. 2.
Kurzwellen-Peiler (Empfängerkasten geschlossen).

Versuche auf See.

Zuerst wurde der Peiler bei kleineren Entfernungen bis zu einigen Seemeilen unter reinen elektrischen Verhältnissen, d. h. auf einem von Leiterteilen völlig freien Holzschiff auf freier Wasserfläche geprüft. Er arbeitete im ganzen Wellenbereich einwandfrei. Die Minima waren bei genügender Sendeenergie immer sehr scharf, etwa ¼° breit. Dabei zeigte sich, daß die Kompensation des Antenneneffektes durch die abgestimmte Schleife wohl ebenso einwandfreie Resultate ergab, wie die Kompensation durch aperiodische Hilfsantenne. Doch war die Bedienung erheblich schwieriger, so daß später nur noch mit der aperiodischen Antenne gearbeitet wurde. Diese konnte unter den reinen elektrischen Verhältnissen sehr klein sein, sie war etwa 1½ m lang. Sämtliche Peilungen waren scharf und

[1]) Vergl. hierzu H. Mahnkopf und G. Passarge, Ann. d. Hydrographie, Februar 1926, Heft 2. — Vergl. auch (Telefunken-Zeitung Nr. 44, Seite 71 ff) „Beitrag zur Kompensierungen des Antenneneffekts von Peilern".

[2]) Die Versuche auf den Havelseen wurden gemeinsam mit Herrn G. Passarge ausgeführt.

rechtweisend. Kleinere Abweichungen zwischen optischer und elektrischer Peilung konnten stets auf Justierungsfehler zurückgeführt und beseitigt werden.

Die Richtungsbestimmung ungedämpfter Wellenzüge bereitete infolge der Schwankungen des Schiffes einige Schwierigkeiten. Falls unregelmäßige, langsame Frequenzschwankungen auftreten, wie sie

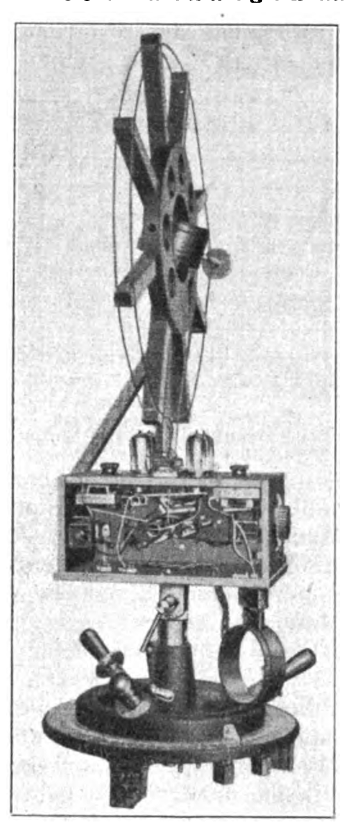


Fig. 3.
Kurzwellen-Peiler (Empfangskasten geöffnet).

z. B. durch das Schwanken der Antenne im Wind hervorgerufen werden, ist es praktisch unmöglich, ein Minimum von mehr als 5° Breite einzugrenzen. Diese Schwierigkeit beruht lediglich darauf, daß das Gehör eines Beobachters nicht fähig ist, den unregelmäßigen, langsamen Tonhöheänderungen in richtiger Richtung und Geschwindigkeit zu folgen. Ist jedoch der Sender vollkommen konstant oder hat er schnellere Frequenzschwankungen, die etwa einen trillernden Ueberlagerungston ergeben, so werden die Peilungen ganz scharf und richtig erhalten. Das gleiche gilt von den modulierten Wellen. Bei den folgenden Versuchen wurde daher immer der Sender moduliert verwendet.

Funkbeschickungsversuche.

Bei den Versuchen auf dem Holzschiff ist auch der Einfluß von ablenkenden Gebilden durchgemessen worden. Dabei zeigte sich, daß kleine Gebilde, die bei den gebräuchlichen Peilwellen von 600 bis 1100 m keinerlei Ablenkung und Hilfsantennenbedarf hervorrufen, bei den kurzen Wellen schon verhältnismäßig große Werte dieser Größen hervorbrachten. So ergab z. B. eine einfache geerdete, senkrechte Antenne von 8 m Länge in etwa 4 m Entfernung vom Peiler bei 44 m Wellenlänge eine halbkreisige Funkbeschickung von maximal 11,5°. — Bei den nun folgenden Untersuchungen auf Eisenschiffen verschiedener Typen stellte sich heraus, daß bei den kurzen Wellen ganz abnorm große Funkbeschickungswerte auftraten.

Für weitere Fahrten auf See hatte die Marine einen kleinen Tender zur Verfügung gestellt. Er wurde daher zuerst und besonders eingehend untersucht. Dabei ergab sich die die praktische Durchführung eines Kurzwellen-Peilverkehrs außerordentlich erschwerende Tatsache, daß die Funkbeschickung ungewöhnlich stark frequenzabhängig war. Der Peiler war auf dem Heck des Schiffes, etwa 1,5 m über dem Deck, aufgestellt. Es wurden die Wellen 32, 43, 55, 58, 70, 82 und 90 m durchgemessen. Während bei 90 m die maximale Funkfehlweisung nur 9½° betrug, war sie bei 70 m schon 12° groß; bei 58 m betrug sie maximal etwa 20° und nahm bei allen kleineren Wellen sehr große Werte an. Es traten Ablenkungen von 70° und mehr auf. Eine Veränderung des Peilerplatzes — er wurde 5½ m hoch über Deck auf einem Holzturm aufgestellt — ergab nur eine geringe Verbesserung. Die Maximalablenkungen waren zwar kleiner geworden, doch blieben bei den kürzeren Wellen noch immer Mißweisungen von 60° und mehr. — In Fig. 4 und 5 sind zwei Funkbeschickungskurven bei den Wellen 58 m und 82 m wiedergegeben[3]). Man erkennt, daß außer dem bei den längeren Peilwellen meist auftretenden viertelkreisigen D-Wert (der dort durch den als ablenkende Längsschleife wirkenden Schiffskörper verursacht wird) noch ein halbkreisiger B-Wert gleicher Größenordnung vorkommt. Bei den längeren Wellen ist dieser meist klein gegenüber dem D-Wert. Dieser verhältnismäßig große B-Wert, der durch das Rückstrahlfeld von als Antennen wirkenden Leitergebilden verursacht wird, wurde übrigens durchweg bei allen untersuchten Wellen beobachtet. Für die Funkbeschickung des Tenders bei $\lambda = 58$ m ergibt sich beispielsweise ein B-Wert von etwa 6°, verbunden mit einem D-Wert von etwa 15°. Eine Anordnung, die solche Ablenkungen kompensieren soll (derartige Kompensationsgebilde werden bekanntlich bei den Peilwellen 600 m bis 1100 m mit großem Erfolg angewendet), dürfte sehr kompliziert werden. Für den ganzen Bereich der kurzen Wellen von 20—100 m eine Kompensation der stark frequenzabhängigen Funkbeschickung durchzuführen, muß für ungemein schwierig, wenn nicht praktisch unmöglich angesehen werden. Einige rohe Versuche, die auf dem Tender angestellt wurden, bestätigten diese Ansicht durchaus.

Die Ablenkung wird bekanntlich durch die mit dem Feld der ankommenden Welle conphase Komponente eines Rückstrahlfeldes erzeugt. Aus der außerordentlich großen Aenderung der Funkfehlweisung mit der Frequenz muß man schließen, daß es bei den kurzen Wellen häufig vorkommt, daß benachbarte als Hochantenne wirkende Leitergebilde in die Nähe der Resonanz mit den Peilwellen kommen.[4]) Dann kommt aber neben der conphasen Komponente noch die um 90° gegen das Feld der ankommenden Welle phasenverschobene Komponente stark zur Wirkung. Diese

[3]) Der leichteren Verständlichkeit wegen seien kurz die wichtigsten Begriffe der Funkbeschickung klargelegt. Der elektrische Peiler liefert eine von der wahren optischen Peilung p um die Funkbeschickung f verschiedene Funkseitenpeilung q. Die veränderlichen q und p sind die Winkel zwischen der im Schiff festen Nullrichtung und der bei Drehung des Schiffes sich ändernden Ablesung am Funkpeiler bezw. der optischen Peilrichtung. Es besteht also die Beziehung $p = q + f$. f läßt sich erfahrungsgemäß in Abhängigkeit von q als Fourier'sche Reihe darstellen:

$$f = A + B . \sin q + C \cdot \cos q + D \cdot \sin 2q + E \cdot \cos 2q + F \sin 3q + \ldots$$

Die A-Werte sind bei symmetrischer Aufstellung des Peilers mechanischer Natur und fallen bei richtiger Justierung fort. B- und C-Werte stammen von Hochantennen und haben, wie man aus der Gleichung erkennt, einen halbkreisigen Verlauf. D-Werte haben einen Viertelkreisigen Verlauf und werden durch Schleifen, z. B. den als Längsschleife wirkenden Schiffskörper erzeugt. Die folgenden Werte sind meist sehr klein. Wegen genauerer Angaben sei auf die Originalliteratur, z. B. die Arbeiten von H. Maurer und F. A. Fischer, ETZ 1925, Heft 51, S. 1901, und F. A. Fischer und A. Leib, Telefunkenzeitschrift Nr. 36, Januar 1926, verwiesen.

[4]) Vergl. F. A. Fischer, Ann. d. Hydrogr., Januar 1927, S. 21.



macht das Minimum breit und unscharf, bedingt also eine Vergrößerung der Hilfsantenne. Der Hilfsantennenbedarf hat einen halbkreisförmigen Verlauf und ist am größten in den Querabrichtungen des Schiffes. In der Größe der Hilfsantenne ist man jedoch durch die Abmessungen des Schiffes, der Masten usw. begrenzt. Bei einigen Wellen fiel daher querab ein Sektor von etwa 30—40° für die Peilung aus, weil keine scharfen Minima erhalten werden konnten.

Auch noch einige andere Schiffstypen, größere und mittlere, sind untersucht worden; es wurden mindestens für drei, bisweilen auch für mehr Wellen (80—90 m, 50—60 m und etwa 30 m) die Funkbeschickungen durchgemessen. Bei allen Schiffen zeigten sich ähnliche Verhältnisse wie auf dem kleinen Tender. Sie waren hier insofern noch ungünstiger, als im gesamten Wellenbereich überhaupt keine einigermaßen zulässigen Funkbeschickungen gefunden wurden, also etwa Maximalablenkungen bis zu 20°. Sie waren überall bis zu 60°, 70°, sogar 90° groß. Das gesamte Beobachtungsmaterial hier wiederzugeben, würde zu weit führen. Es sei nur noch erwähnt, daß fast immer ein B-Wert von gleicher Größenordnung wie der D-Wert vorhanden war. Der Hilfsantennenbedarf an baulich gebotenen Rahmenplätzen war so ungewöhnlich groß, daß z. B. auf der Brücke eines 12000 Tonnen großen eisernen Schiffes in Querabrichtung ein Sektor von je 70°, insgesamt also 140°, wegen unscharfer Minima ausfallen mußte.

Versuche auf größere Entfernungen.

Hierbei wurde ein mit Anodenwechselspannung modulierter 200-Watt-Sender mit einem Wellenbereich von 18 bis 100 m in Niederfrequenzgegentaktschaltung[5]) verwendet. Er war in etwa 30 m Entfernung von der Küste aufgestellt. Die Peilversuche bei Tages- und Nachtzeit wurden mit den Wellen 30 m, 43 m, 58 m und 82 m durchgeführt. Dabei

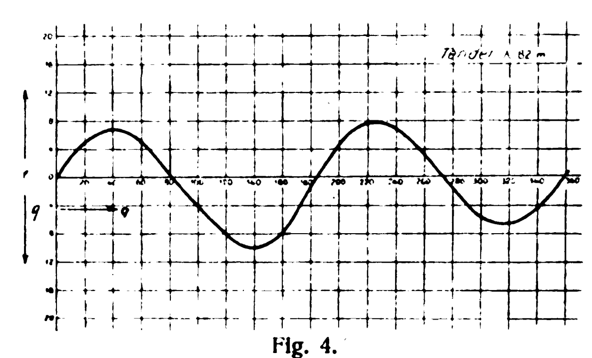


Fig. 4.
Funkbeschickungskurve bei Welle 82 m.

konnte jede Rahmenpeilung durch optische Peilung kontrolliert werden. Die Messungen mit den Wellen 58 m und 82 m erfolgten an Bord der Tenders, dessen Funk-Holzschiff aus gepeilt werden. Bei den angegebenen Wellen beschickungskurven für $\lambda = 85$ m und $\lambda = 82$ m mit reinen Oberflächenwellen aufgenommen waren (Fig. 4 u. 5). Da bei den Wellen 30 m und 43 m die Maximalbeträge der Funkfehlweisung des Tenders übermäßig groß waren (Ablenkungen bis zu 70°), mußten diese Wellen von einem wurden im allgemeinen Entfernungen bis zu 30 Sm untersucht.

Tagesversuche.

Einige Versuche, bei denen der Peilstrahl längere Strecken über Land ging, zeigten, daß infolge der stärkeren Absorption eine große Schwächung der Lautstärke eintrat. Die im folgenden beschriebenen Versuche sind daher immer mit direkt über See gehenden Peilstrahlen ausgeführt worden.

Bei allen Wellen wurden am Tage bis zu einer gewissen Entfernung scharfe, bei Berücksichtigung der Funkbeschickung rechtweisende Peilungen erhalten. Die Fehler in der Richtungsbestimmung sind nie größer gewesen als Fehler in der Bestimmung des Schiffsstandorts, sie betrugen meistens weniger als 1°, die größten waren 1,5°. Bei

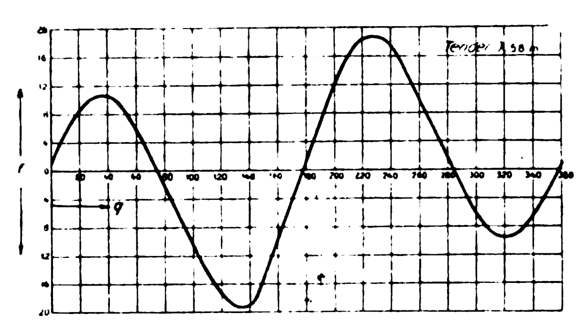


Fig. 5.
Funkbeschickungskurve bei Welle 58 m.

den Wellen 82 m und 30 m war die größte untersuchte Entfernung vom Sender 30 Sm, bei der 43-m-Welle betrug sie 24,5 Sm. Die Minima waren scharf und absolut. Ein einziges Mal trat schon bei Tage (3 Stunden vor Sonnenuntergang) bei der 82-m-Welle eine erhebliche Verbreiterung und Unschärfe des Minimums in der Entfernung von 30 Sm auf.

Bei der 58-m-Welle konnte eine noch größere Entfernung, nämlich bis zu 75 Sm, untersucht werden, allerdings nur an einem Tage. In diesen großen Entfernungen zeigte sich bei Tage Unverwendbarkeit der kurzen Welle. Das mit Rahmen erhaltene Minimum war breit und unscharf; es konnte durch die Hilfsantenne nicht absolut gemacht werden. Bei 75 Sm wechselte die Breite des Minimums sehr schnell: oft war es 60° bis 70°, dann zeitweise wieder nur 20° breit. In etwas kürzerer Entfernung, 70 Sm, betrug die Breite noch 10° bis 15°. Bei 55 Sm war das Minimum scharf und absolut. Zeitweise trat noch eine Verbreiterung bis zu 10° auf, allerdings sehr selten. Bei noch kürzeren Entfernungen wurden bei Tage diese Störungen der Peilbarkeit nicht beobachtet, dann konnten stets scharfe und rechtweisende Messungen mit $\lambda = 58$ m durchgeführt werden.

Versuche bei Nacht.

Ganz ähnliche Störerscheinungen zeigten sich schon des Nachts bei noch kürzeren Entfernungen. Um über die Möglichkeit des Küstenpeilverkehrs mit kurzen Wellen ein Urteil zu gewinnen, genügte es daher, bei Nacht bis auf 30 Sm Peilversuche zu unternehmen. Sie erfolgten bei den Wellen $\lambda = 30$ m, 58 m und 82 m, und wurden in verschiedenen Nächten ausgeführt und wiederholt.

Bei der Welle 30 m war trotz gleicher Energie des Senders infolge Absorption der Oberflächenwelle die Empfangslautstärke so viel geringer, daß einwandfreie Beobachtungen nicht gemacht werden konnten. Der Eindruck, daß (bei $\lambda = 30$ m) bei Nacht in größerer Entfernung als 15 Sm eine Verbreiterung des Minimums infolge der Störerscheinungen auftrat, ist daher nicht ganz zuverlässig.

Bei den etwas längeren Wellen konnten infolge der geringen Absorption der Oberflächenwelle genauere Untersuchungen angestellt werden. Sie wurden daher zahlreicher ausgeführt. Bei der 58-m-Welle betrug die kritische Entfernung, bei deren Ueberschreitung dieser Störeffekt auftrat, etwa 15 bis 20 Sm. Um ein Bild von der Abhängigkeit der Erscheinung von der Nachtzeit bzw. Sonnenstand zu

[5]) Vergl. A. Meißner: Über Raumstrahlung, Telefunken-Zeitung Nr. 43, Oktober 1926.

gewinnen, sind bei vor Anker liegendem Schiff die ganze Nacht hindurch an einem festen Standort Versuche gemacht worden. Einen kurzen Auszug einer solchen Beobachtungsreihe bringt die folgende Tabelle. Die Entfernung des Rahmenpeilers vom Sender betrug 25 Sm.

Nacht vom 13. zum 14. Juli 1926.

Tageszeit	Minimum	Peilung	Bemerkung
8^{15} abends	scharf und absolut	rechtweisend	Sonne nicht weit vom Horizont
8^{45} „	$1/4$" scharf und absolut	„	Sonnenuntergang
9^{30} „	etwas breit	„	Sonne unter Horizont
10^{00} „	3° breit, nicht absolut, unscharf	nicht genau	Lautstärke im Minimum steigt u. fällt, im Durchschnitt steigend — Fadings
10^{20} „	etwa 10° breit, unscharf, nicht absolut	ungenau	wie vorhin
11^{30} „ bis 12^{30} nachts	etwa 20° breit, unscharf, nicht absolut	unmöglich	Lautstärke auch im nicht absoluten Minimum gewachsen
bis 2^{00} „	dasselbe	unmöglich	dasselbe — Fadings
3^{30} „	etwa 10° breit, unscharf, nicht absolut	ungenau	Lautstärke nimmt ab, besonders im Minimum
4^{00} „	etwa 5° breit, unscharf, nicht absolut	ungenau	Sonnenaufgang
4^{15} bis 4^{30} morgens	Breite schwankt zwischen 2° und 5°, nicht absolut	ungenau	Lautstärke im Minimum wechselt dauernd, Fadings
5^{15} „	bisweilen gut, dann wieder bis 5° breit	ungenau	Oeftereres Anwachsen der Lautstärke im Minimum
6^{30} „	$3/4$" breit, scharf, absolut	genau	—

Ganz ähnliche Ergebnisse gaben die Versuche bei der 82-m-Welle. Die kritische Entfernung betrug hier ebenfalls ungefähr 15—18 Sm. Hier wurde sogar bei Tage, 3 Stunden vor Sonnenuntergang, bei 30 Sm die Störerscheinung beobachtet. Das Minimum war 10° bis 20° breit, und hatte Fadings von etwa 2 Sek. Dauer. Bis etwa 1 Stunde nach Sonnenuntergang wechselte die Breite zwischen 5° Breite bis zu 40° Breite. Dabei zeigte der Störeffekt starke Intensitätsschwankungen. Um 10 Uhr abends war dieser Zustand stabil geworden; die Minimumsbreite betrug über 30° und stieg bisweilen bis zu 90°.

Andere Beobachtungsreihen, welche unternommen wurden, um die geringste Entfernung, bei welcher der Störeffekt auftritt, festzustellen, zeigten, daß diese Erscheinung stark von zufälligen Umständen (Wolken, Witterungseinflüssen) abhängig ist. In einer Nacht waren die Minima nur 6—8° breit und nicht absolut, in der anderen betrug bei gleicher Wellenlänge die Breite des Minimums, verbunden mit erheblicher Lautstärke, 30—40°. In den beiden Nächten war die kritische Entfernung ungefähr 15—20 Sm.

Aus diesen Beobachtungen erkennt man, daß das breite Minimum erzeugt wird durch Veränderung der auf den Rahmen wirkenden kurzen Welle infolge der Abhängigkeit der Ausbreitung von der Tageszeit. Wenn das Minimum durch die Störerscheinung verdeckt wird, hat man es beim Peilen nicht mehr mit einer reinen Oberflächenwelle zu tun. Nur durch die von oben kommenden Raumwellenzüge lassen sich diese schlechten Minima erklären. Wahrscheinlich hat auch das noch nicht genau bekannte Verhalten der Raumwellen einen großen Einfluß. Ein solches Zusammentreffen von Raum- und Oberflächenwelle bedeutet allerdings, daß auf See unter gewissen, nicht genau bekannten Bedingungen (z. B. Wellenlänge, Tages- und Nachtzeit usw.) keine tote Empfangszone vorhanden ist. Bisher sind über tote Zonen viele Messungen (aber nur an Land) bekannt geworden. Es wird vermutet, daß auf See zu gewissen Zeiten nur bei ganz kurzen Wellen tote Zonen auftreten werden.

Schluß.

Eine Aussage über die Abhängigkeit des Störeffekts von der Wellenlänge ist nach diesen, für die Untersuchung der Ausbreitungsvorgänge zu kurzen Versuchsreihen nicht möglich. Wanderungen des Peilstrahls wurden bei diesen Entfernungen zu keiner Tages- und Nachtzeit beobachtet. Um auch hierüber ein klares Bild zu gewinnen, müssen sehr viele Beobachtungen bei den verschiedensten Tages- und Jahreszeiten angestellt werden.

Bei den hier beschriebenen Versuchen konnten bis auf geringe Entfernungen (10—15 Sm) scharfe Peilungen erhalten werden. Dennoch erscheint ein Küstenpeilverkehr mit kurzen Wellen unzweckmäßig. Denn auf jedem Schiff befinden sich hochführende Leiterteile, so daß das Schiff stets eine stark frequenzabhängige, schwer zu kompensierende Funkbeschickung und großen Hilfsantennenbedarf aufweisen wird. — Nur für die Untersuchung der Ausbreitungsvorgänge auf See erscheint ein Rahmenpeiler mit Hilfsantenne brauchbar. Das bedeutet: brauchbar für den Nachweis einer Raumwelle und für eine Untersuchung der Störerscheinung, welche auf See die schlechten Minima bei Verwendung kurzer Wellen erzeugt. Die Aufgabe ist dann, die Entfernungen zu untersuchen, bei denen infolge geringer Absorption der Oberflächenwelle auf Seewasser diese gemeinsam mit einer Raumwelle auf den Empfänger wirkt. Man könnte dann vielleicht feststellen, bei welcher Entfernung, bei welcher Tageszeit und welchen kleinen Wellenlängen noch auf See die toten Empfangszonen auftreten.

Zusammenfassung.

1. Es wird ein Peilempfänger für kurze Wellen $\lambda = 18$ bis 120 m beschrieben und auf die Schwierigkeiten in der Entwicklung hingewiesen. Auf dem Lande konnten zwar in geringer Entfernung vom Sender scharfe Minima von $1/4$° Breite erhalten werden, bei größeren Entfernungen war bei gleicher Welle kein Minimum zu erzielen. Auf freier Wasserfläche arbeitete der Peiler einwandfrei.

2. Die Funkfehlweisungen von Eisenschiffen sind bei kurzen Wellen außerordentlich groß (bis zu 90°) und stark frequenzabhängig; gleiches gilt von dem durch das Schiff verursachten Hilfsantennenbedarf. Die Funkbeschickungen zeigen neben einem D-Wert einen B-Wert gleicher Größenordnung.

3. Eine Kompensation dieser stark frequenzabhängigen Funkbeschickungen wird praktisch für sehr schwer durchführbar gehalten.

4. Ein Peilverkehr mit kurzen Wellen kann infolge der Störerscheinung nur auf eine Entfernung bis zu 10 Sm garantiert werden, erscheint aber in Anbetracht der schwer kompensierbaren, stark frequenzabhängigen Funkbeschickung unzweckmäßig.

5. Es werden Peilversuche auf größere Entfernungen beschrieben. Von einer gewissen, kritischen Entfernung ab werden die Minima breit und unscharf infolge einer Störerscheinung (Raumwellen). Die Störerscheinung zeigte sich bei den Wellen $\lambda = 58$ m und $\lambda = 80$ m nachts in kürzerer Entfernung vom Sender als bei Tage.

6. Für eine Untersuchung dieser kritischen Entfernungen (Ausbreitungsvorgänge, Raumwellen) erscheint ein Rahmenpeiler mit Hilfsantenne brauchbar.

(Eingegangen am 5. November 1927.)



Über die von einem abreißenden modulierten ungedämpften Sender gelieferte Schwingungsform.

Von **F. A. Fischer**, Kiel.

In dieser Zeitschrift (Bd. **29**, S. 191, 1927, Heft 6) habe ich gezeigt, daß ein modulierter Sender keine modulierte Hochfrequenz aussendet, wenn die hochfrequente Schwingung abreißt und der Sender bei Beginn jeder neuen Niederfrequenzperiode von neuem anschwingen muß. Die dann auftretende Schwingungsform wurde durch die Formel

$$y(t) = A\left(1 + \sum_{n=1}^{\infty} k_n \sin(n\Omega t + \alpha_n)\right) \cdot \sin(\omega t + \varphi(t)) \qquad (1)$$

dargestellt, wobei $\varphi(t)$ durch die Gleichung

$$\varphi(t) = -2\pi\left(\nu\frac{\omega}{\Omega} - \left[\nu\frac{\omega}{\Omega}\right]\right) \qquad (2)$$

$\nu T < t < (\nu + 1)\, T$

bestimmt ist.

Dieser Vorgang läßt sich im allgemeinen (unter Ausschluß des trivialen Sonderfalles, wo $\frac{\omega}{\Omega}$ eine ganze Zahl ist) nicht spektral zerlegen in die Trägerfrequenz ω und die den modulierenden Niederfrequenzen entsprechenden Seitenlinien. Er kann also nicht als eine Modulation der Hochfrequenzschwingung ω angesprochen werden. Während eine modulierte Hochfrequenzschwingung ($\varphi(t) = \text{const.}$) im allgemeinen, wenn nicht $\frac{\omega}{\Omega}$ rational ist, ein unperiodischer Vorgang ist (nicht durch eine Fouriersche Reihe darstellbar), ist der durch die Formel (1) und (2) dargestellte Vorgang stets periodisch in Ω (auf Seite 192, Zeile 9 von oben, der vorerwähnten Arbeit wurde irrtümlicherweise das umgekehrte behauptet), da ja die Hochfrequenz bei Beginn jeder neuen Niederfrequenzperiode von neuem mit der Phase 0 anschwingen muß.

Wir können also entwickeln

$$y(t) = a_0 + \sum_{\mu=1}^{\infty} a_\mu \cos\mu\Omega t + \sum_{\mu=1}^{\infty} b_\mu \sin\mu\Omega t \qquad (3)$$

wobei

$$a_0 = \frac{A}{T}\int_0^T\left(1 + \sum_{n=1}^{\infty} k_n \sin(n\Omega x + \alpha_n)\right)\sin\omega x\, dx$$

$$a_\mu = \frac{2A}{T}\int_0^T\left(1 + \sum_{n=1}^{\infty} k_n \sin(n\Omega x + \alpha_n)\right)\sin\omega x \cos\mu\Omega x\, dx$$

$$b_\mu = \frac{2A}{T}\int_0^T\left(1 + \sum_{n=1}^{\infty} k_n \sin(n\Omega x + \alpha_n)\right)\sin\omega x \sin\mu\Omega x\, dx$$

oder

$$a_\mu = \frac{A}{T}\int_0^T\left(1 + \sum_{n=1}^{\infty} k_n \sin(n\Omega x + \alpha_n)\right)\left(\sin\overline{\omega + \mu\Omega}\, x + \sin\overline{\omega - \mu\Omega}\, x\right) dx$$

$$b_\mu = \frac{A}{T}\int_0^T\left(1 + \sum_{n=1}^{\infty} k_n \sin(n\Omega x + \alpha_n)\right)\left(\cos\overline{\omega - \mu\Omega}\, x - \cos\overline{\omega + \mu\Omega}\, x\right) dx$$

Aus den Formeln für die Koeffizienten der Fourierschen Reihe ist ohne weiteres ersichtlich, daß nur diejenigen von Bedeutung sind, bei denen $\mu\Omega$ in die Größenordnung von ω kommt.

Es ist aber höchst bemerkenswert, daß, wenn nicht zufällig ω ein ganzzahliges Vielfache von Ω ist, die „Trägerfrequenz" ω selbst gar nicht in der spektralen Zerlegung vorkommt. Die einzelnen Frequenzen scharen sich nur dicht um die Frequenz ω herum.

Nur in dem Spezialfall $\omega = z\,\Omega$, wo z eine ganze Zahl ist, kommt die Trägerfrequenz wirklich vor, und der Vorgang ist mit einer modulierten Hochfrequenz ω identisch.

In dem einfachen Beispiel einer nur mit einer Niederfrequenz modulierten Hochfrequenz treten an Stelle der Trägerfrequenz und der beiden Seitenlinien des durchschwingenden Senders beim Abreißen im allgemeinen unendlich viele Linien. Diese Betrachtungsweise zeigt recht deutlich die durch das Abreißen hervorgerufene Verbreiterung des Spektralbereichs.

Auf die Bedeutung dieser Untersuchungen für die Schnelltelegraphie sei hingewiesen. Eine gleichmäßig schnelle Tastung kann demnach im allgemeinen nicht als eine Modulation aufgefaßt werden.

Zusammenfassung.

Während eine modulierte Hochfrequenzschwingung im allgemeinen ein unperiodischer Vorgang ist, ist die von einem abreißenden modulierten ungedämpften Sender gelieferte Schwingung stets periodisch. Es kommt aber im allgemeinen die „Trägerfrequenz" unter den Teilschwingungen nicht vor. Nur in dem Sonderfall, wo die Modulationsfrequenz ein ganzzahliges Vielfache der „Trägerfrequenz" ist, sind beide Vorgänge identisch.

(Eingegangen am 17. November 1927.)

Kurzwellenpeilversuche mit Rahmen und Hilfsantenne auf größere Entfernungen über See.

Von F. A. Fischer, Kiel.

Im Anschluß an die im Sommer 1926 von der Reichsmarine gemeinsam mit Telefunken angestellten Kurzwellenpeilversuche, über die Herr F. Michelssen in Nr. 45/46 der Telefunken-Zeitung berichtet hat, sind im Mai d. J. Peilversuche auf größere Entfernungen gemacht worden. Der Peiler stand diesmal an Land, dicht an der Küste, wäh-



rend ein 150-Watt-Sender auf einem Schiff eingebaut war. Da die Versuche im vorigen Jahre gezeigt hatten, daß ein möglichst breites Frequenzband das Arbeiten mit kurzen Wellen wesentlich erleichtert, wurde der Sender wieder wie damals mit Anodenwechselspannung betrieben.[1]) Die Peilapparatur war die von Telefunken für die Versuche im Sommer 1926 entwickelte, ein Rahmen mit Hilfsantenne, der die Gitterkreisspule eines Gegentaktempfängers bildet.[2])

Die Vorversuche zur Prüfung der Apparatur und des Einflusses ihrer unmittelbaren Umgebung ergaben bei den untersuchten Wellen 19, 28,5, 39 und 49 m auf 15 sm Entfernung sowohl bei Tage als auch bei Nacht stets ein scharfes Minimum.

Das Ergebnis der Hauptversuche ist übersichtlich in nebenstehendem Schema wiedergegeben. Leider stand bei diesen Versuchen das Sendeschiff nicht lange genug zur Verfügung, so daß jede Position nur zu einer einzigen Tageszeit untersucht werden konnte. Das Bild, das diese Versuche geben, ist daher noch lückenhaft. Es soll bei nächster Gelegenheit ergänzt werden. Das Wort unpeilbar bezieht sich in diesem Bericht immer nur auf Rahmen mit Hilfsantenne als Peilgerät.

Position I bestätigt die Ergebnisse vom Sommer 1926 und erweitert sie bis auf die Wellenlänge 19 m herab: Bei Tage sind kurze Wellen bis 19 m herab bis auf 30 sm Entfernung peilbar.

In Position II ist deutlich das Verschwinden der Oberflächenstrahlung und das Einsetzen der Raumstrahlung zu beobachten. Die Oberflächenwelle verschwindet naturgemäß zunächst für die kleinste Welle. Der Einfluß der Raumstrahlung zeigt sich zuerst bei den längeren Wellen. Demgemäß wird der Empfang zunächst bei 19 m schwach, während sich bei 49 m am stärksten der bereits bei den Versuchen im Sommer 1926 beobachtete Raumstrahleffekt auftritt. Die Lautstärke im Minimum ist nicht durch die Hilfsantenne zu Null zu machen.

In Position II, IV und V werden die längeren Wellen der Größe nach unpeilbar, während bei den kleineren tote Zonen auftreten. Bei denen ist also die Oberflächenwelle ganz verschwunden, ohne daß sich schon eine Raumstrahlung bemerkbar macht.

Von Position VI an hat man es offenbar bei sämtlichen Wellen nur noch mit reiner Raumstrahlung zu tun. Es tritt entweder völlige Unpeilbarkeit auf oder das Minimum ist sehr breit und wandert langsam um erhebliche Winkelbeträge. Dieses Wandern tritt erst bei Entfernungen über 200 sm auf, weshalb es im Sommer 1926 nicht beobachtet werden konnte. Die Wellen 28,5 und 19 m werden auf den großen Entfernungen nur noch am Tage, aber dann zum Teil mit außerordentlich großer Lautstärke empfangen.

[1]) Siehe F. A. Fischer: Liefert ein mit Anodenwechselspannung betriebener modulierter ungedämpfter Sender modulierte Hochfrequenz? Jahrb. f. drahtl. Telegr. Band 29, S. 191, 1927, Heft 6, und den vorangehenden Aufsatz, ds. Jahrbuch 30, S. 188, 1927.

[2]) Siehe F. Michelssen: Ueber Rahmenpeilen mit kurzen Wellen, Telefunken Zeitung 44 und ds. Jahrbuch 30, 183, 1927.

(Eingegangen am 20. Oktober 1927.)

Position	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX
Entfernung	30 sm	85 sm	130 sm	180 sm	230 sm	280 sm	375 sm	470 sm	570 sm
Datum	12. 6. 27	12. 6. 27	13. 6. 27	13. 6. 27	13. 6. 27	13. 6. 27	14. 6. 27	14. 6. 27	15. 6. 27
	1630-1645 Uhr	2130–2145 Uhr	0200-0215 Uhr	0630-0645 Uhr	1145–1200 Uhr	1700–1715 Uhr	0130–0145 Uhr	1200–1215 Uhr	0300–0315 Uhr
λ = 49 m	Minimum scharf	Minimum ist 20° breit, unscharfe Ränder, nicht absolut	Minimum 30° breit, nicht absolut Hilfsantenne fast unwirks.	vollkommen unpeilbar (Lautstärke ausreichend)	Minimum 40° breit, nicht absolut, Hilfsantenne fast unwirksam, Empfang sehr laut (wie bei Pos. I) Minimum wandert um 60° in 5 sec.	wie in Pos. V	Sehr große Lautstärke Schwund v. 2 sec. Dauer, vollkommen unpeilbar. Mit Hochantenne wird leicht. Schwund von 10 sec. Dauer beobachtet	Empfang schwach. Langsam um 180° wanderndes Minimum angedeutet	Große Lautstärke mit langsam um 180° wanderndem sehr breiten Minimum
	1700-1725 Uhr	2200–2215 Uhr	0230-0245 Uhr	0700-0715 Uhr	1215–1230 Uhr	1730–1745 Uhr	0200–0215 Uhr	1230–1245 Uhr	0330–0345 Uhr
λ = 39 m	Minimum scharf	Minimum hat scharfe Ränder, ist aber durch Hilfsanten. nicht ganz absolut zu machen	Minimum 2-3° breit mit scharfen Rändern, nicht ganz absolut	Minimum 6° breit	Minimum 60° breit nicht absolut. Empfang sehr laut. Minimum wandert um 130° in ca. 5 sec.	wie in Pos. V	Sehr groß. Lautstärke mit starkem Schwund von ca. 2 sec. Dauer. Vollkommen unpeilbar	Empfang schwach. Langsam um 180° wanderndes Minimum angedeutet	Große Lautstärke mit langsam wanderndem sehr breiten Minimum
	1730-1745 Uhr	2230–2245 Uhr	0300-0315 Uhr	0730-0745 Uhr	1245–1300 Uhr	1800–1815 Uhr	0230–0245 Uhr	1300–1315 Uhr	0400–0425 Uhr
λ = 28,5 m	Minimum scharf	Minimum scharf	Empfang zum Peilen zu schwach	Empfang schwach	nicht gehört	Große Lautstärke Minimum wandert langsam um 180°	nicht gehört	Empfang schwach. Langsam um 180° wanderndes Minimum angedeutet	Nicht gehört, auch nicht mit Hochantenne
	1800-1815 Uhr	2300–2315 Uhr	0330-0345 Uhr	0800-0815 Uhr	1315–1330 Uhr	1830–1845 Uhr	0300–0315 Uhr	1330–1345 Uhr	0430–0445 Uhr
λ = 19 m	Minimum scharf	Minimum 20° breit. Empfang schwach	Empfang im Rahmenmaximum an der Hörgrenze	nicht zu hören (auch nicht mit Hochantenne)	nicht gehört	An der Hörgrenze mit sehr stark. Schwunderscheing. (Fadings) von 2–5 sec Dauer. Bei plötzlich eintretender großer Lautstärke nicht peilbar	nicht gehört	Lautstärke teilweise sehr groß. Starke Fading. Minimum wandert rasch um 180° (in 1 sec. um 30°) In Hochantenne starker Schwundeffekt (Lautstärke bis auf Null) von 30 sec. Dauer	nicht gehört, auch nicht mit Hochantenne

Zusammenfassender Bericht: Der Kristalldetektor.*)

Von **Arthur Schleede** und **Heinz Buggisch,** Greifswald.

Die Verwendung gewisser Kristallmaterialien als Detektoren für die Zwecke der drahtlosen Telegraphie und Telephonie geht auf die Entdeckung Ferdinand Brauns[1]) zurück, daß der Widerstand einiger Metallsulfide und Oxyde abhängig ist von „Richtung, Intensität und Dauer" des hindurchgehenden Stromes. An den sogenannten Halbleitern ist eine große Zahl von Untersuchungen über Art und Ursache der Abweichungen vom Ohmschen Gesetz angestellt, ohne daß das Wesen der Gleichrichterwirkung endgültig geklärt wurde.

Detektorwirkung oder allgemeiner ausgedrückt Gleichrichterwirkung zeigen eine große Zahl unvollkommener Kontakte, vor allem Kontakte, bei welchen wenigstens ein Teil ein Halbleiter ist. Wir beschränken uns im folgenden auf die sogenannten Kristalldetektoren, wie sie zur Gleichrichtung schwacher Wechselströme beim Empfang in der drahtlosen Telegraphie und Telephonie Verwendung finden.

Es liegt in der Natur der Erscheinung, daß das Beobachtungsmaterial über Eigenschaften der Kristalldetektoren fast ausschließlich vom physikalischen Standpunkt aus gesammelt ist. Leider hat diese etwas einseitige Betrachtungsweise, die eine genügende chemische Charakerisierung der Detektormaterialien außer acht läßt, zur Folge, daß sich die Angaben über die physikalischen Eigenschaften der Kristalldetekoren häufig widersprechen. Diese Tatsache veranlaßte die Verfasser zu einer an anderer Stelle[2]) veröffentlichten experimentellen Untersuchung, ob sich die Widersprüche bei Benutzung von chemisch genau definiertem und möglichst auch synthetisch herstellbarem Kristallmaterial beseitigen lassen. Das Detektorproblem läßt sich in folgende Fragekomplexe gliedern:

1. Wodurch unterscheiden sich empfindliche und unempfindliche Kristallmaterialien und die empfindlichen und unempfindlichen Stellen eines Kristallstückes?

2. Ist die Richtung des sog. gleichgerichteten Stromes für eine bestimmte Detektorkombination konstant oder an verschiedenen Stellen des Kristalls verschieden?

3. Welche theoretischen Vorstellungen hat man sich von dem Zustandekommen des Detektoreffekts zu machen?

Durch die zitierten Untersuchungen der Verfasser ließ sich nun im Fall des am häufigsten benutzten Detektorminerals, des Bleiglanzes, und zum Teil auch im Fall des Pyrits eine Entscheidung der ersten beiden Fragen erreichen, während die dritte Frage auch weiterhin als nicht endgültig gelöst betrachtet werden muß.

1. Es ist eine auffällige Tatsache, daß zwei Bleiglanzkristalle, die äußerlich ganz gleich aussehen, völlig verschiedene Empfindlichkeiten besitzen können, und daß sogar ein- und dasselbe Kristallstück an gewissen Stellen empfindlich, an anderen unempfindlich sein kann. Die Ursache hierfür wurde bisher hauptsächlich in der Kristallform gesucht, so von Roberts und Adams[3]), Wherry[4]), Cayrel[5]), James[6]) und Gaubert[7]). Roberts und Adams, Cayrel und James fanden, daß nur die Oktaederflächen des Bleiglanzes (die aufeinander folgenden Netzebenen sind abwechselnd mit Blei- und Schwefel-Atomen besetzt) empfindlich sind. Wherry konnte dagegen an oktaedisch spaltbaren Bleiglanzen keine besondere Detektorwirkung feststellen. Eine speziellere Annahme machte Gaubert, der darauf hinwies, daß sich die Oktaederflächen hauptsächlich ausbilden, wenn Verunreinigungen von etwa 1 ‰ vorhanden sind, und der daher glaubte, daß eben diese Verunreinigungen die besondere Wirksamkeit der Oktaederflächen begünstigen. Die widerspruchsvollen Resultate zeigten klar, daß auf diesem Wege nicht weiter zu kommen ist. Dagegen war mit großer Wahrscheinlichkeit anzunehmen, daß eine Untersuchung der chemischen Entstehungsbedingungen von empfindlichem Bleiglanz zu einer Entscheidung der Frage führen müßte. Dieser letztere Weg wurde daher von den Verfassern eingeschlagen und führte zu folgenden Resultaten:

Das Umschmelzen eines hochempfindlichen natürlichen Bleiglanzes ergab ein durchweg unempfindliches Material. Zu dem gleichen Resultat führte das Schmelzen von gefälltem Bleisulfid. Wurde dagegen natürlicher Bleiglanz oder gefälltes Bleisulfid im Schwefelwasserstoffstrom sublimiert, so entstanden treppenförmig aneinandergereihte Würfelchen von ausgezeichneter Wirksamkeit. Wurde endlich gefälltes Bleisulfid mit etwas Schwefel zusammengepreßt und dann bei ca. 600° gesintert, so ergaben sich steinharte, kleinkristalline Aggregate von ebenfalls sehr guter Detektorwirkung. Das sublimierte und das gesinterte Material zeigte nahezu an allen Stellen Empfindlichkeit. Da sowohl das Schmelzen, wie auch das Sublimieren und Sintern zu kristallisierten Produkten führte, erschien die verschiedene Empfindlichkeit zunächst rätselhaft, bis ein deutlicher Unterschied in der chemischen Zusammensetzung im Verhältnis des Bleis zum Schwefel aufgefunden werden konnte:

Bleisulfid, theoret. 86,60% Pb 13,40% S

Die Analysen ergaben:

Bleiglanz, natürl. 85,40% Pb 14,74% S
Bleiglanz, natürl. geschmolzen 86,56% Pb 13,[illegible]0% S
Bleisulfid, geschmolzen 86,84% Pb 13,46% S
Bleisulfid, sublimiert 84,72% Pb 15,02% S
Bleisulfid, gesintert 85,79% Pb 13,90% S

Die Frage: Wodurch unterscheidet sich empfindlicher Bleiglanz vom unempfindlichen? erfährt also ihre Beantwortung durch die verschiedene chemische Zusammensetzung. Die empfindlichen Kristalle weisen gegenüber der theoretischen Zusammensetzung ein Mehr an Schwefel und ein Weniger an Blei von etwa 1 bis 2% auf, während unempfindlicher sonst gut kristallisierter Bleiglanz der theoretischen Zusammensetzung entspricht.

Dagegen gibt diese Feststellung zunächst keine Antwort auf die Frage nach der verschiedenen Wirksamkeit benachbarter Stellen eines äußerlich einheitlich aussehenden Kristallstücks. Man könnte geneigt sein, hierfür doch wieder die Kristallform, die besondere Wirksamkeit der Oktaederfläche, heranzuziehen. Nun zeichneten sich aber gerade die durch Sublimation erhaltenen Würfel durch eine hervorragende Empfindlichkeit aus, und schließlich ergaben auch künstlich angeschliffene und darauf angeätzte Flächen allgemeiner Lage die gleiche Empfindlichkeit. Es besteht also

*) Vgl. hierzu auch die Monographie von R. Lehnhardt. „Der Detektor" erschienen als Bd. 8 der „Hochfrequenztechnik", Hrsg. von C. Lübben, Verlg. Meusser, Berlin 1926.

[1]) F. Braun, Pogg. Ann. **153**, S. 556, 1874.

[2]) A. Schleede u. H. Buggisch, Z. S. f. anorg. allgem. Chem. **161**, 85, 1927. Phys. Ztschr. **28**, 174, 1927.

[3]) Roberts und Adams, Americ. Mineralogist **7**, 131, 1922

[4]) Wherry, Americ. Min. **10**, 28, 1925.

[5]) Cayrel Compt. rend. **180**, 1728, 1925.

[6]) James, Phil. Mag. **49**, 2 u. 681, 1925.

[7]) Gaubert, Compt. rend. **182**, 143, 1926.



keine Abhängigkeit der Empfindlichkeit von der Kristallfläche.

Um nun die Frage nach der verschiedenen Wirksamkeit benachbarter Stellen zu entscheiden, wurde ein äußerlich einheitlich aussehendes Kristallstück von natürlichem Bleiglanz von zwei Stellen derart angeschliffen, daß die beiden Schliffflächen einen beliebigen Winkel miteinander bildeten. Beim Anätzen zeigte sich dann, daß das Kristallstück aus mehreren Einzelkristallen bestand, und bei der Untersuchung der Empfindlichkeit ergab sich, daß diejenigen Einzelkristalle, die an einer Stelle Empfindlichkeit zeigten, auch an allen anderen Stellen auf beliebigen Flächen empfindlich waren. Die verschieden empfindlichen Stellen eines natürlich vorkommenden Bleiglanzes sind also darauf zurückzuführen, daß auch äußerlich einheitlich aussehende Stücke aus Einzelkristallen zusammengesetzt sind, die verschiedene Empfindlichkeit besitzen.

Die am Pyrit ausgeführten Untersuchungen führten nicht zu den gleichen eindeutigen Resultaten, da es bisher nicht gelungen ist, Pyrit auf synthetischem Wege herzustellen. Die Analyse von 20%-empfindlichem[*]) Pyrit ergab theoretische Zusammensetzung, unempfindliche Stücke etwas weniger Schwefel.

Eine Abhängigkeit der Detektorwirkung des Pyrits von der Kristallform wurde von Gaubert[9]) und Harkins[10]) gefunden. Die Resultate der beiden Autoren widersprechen sich jedoch. Während Gaubert glaubte, eine besondere Empfindlichkeit der Würfelflächen gefunden zu haben, fand Harkins eine überragende Empfindlichkeit der Oktaederflächen. Die Verfasser stellten gleiche Empfindlichkeit auf allen Flächen fest und bestätigten für die verschieden empfindlichen Stellen eines Kristallstückes das am Bleiglanz gefundene Resultat.

2. Sehr auffällig und unerklärbar ist die in der Literatur weit verbreitete Ansicht[11]), daß bei ein- und derselben Detektorkombination der sog. gleichgerichtete Strom an verschiedenen Stellen des Kristalls einen verschiedenen Richtungssinn haben soll. Diese Behauptung ist naturgemäß für das gesamte Detektorproblem von weittragendster Bedeutung. So wurde Stransky[12]) hierdurch veranlaßt, in Anlehnung an die Fajanssche Vorstellung von der Elektronenhüllendeformation eine Erweiterung der Schottkyschen elektronischen Theorie[13]) der Wirkungsweise des Kristalldetektors vorzunehmen.

Die meisten Beobachter arbeiteten bei ihren Versuchen mit Spannungen zwischen 0,25 bis 10 Volt. Paule Collet[14]) fand nun bei höheren Spannungen am Bleiglanz eine „Gleichrichterwirkung", die von umgekehrtem Richtungssinn wie bei geringeren Spannungen war. Nun ist aber zu beachten, daß bei starken Strömen naturgemäß eine Erwärmung des Kontakts eintritt, und Paule Collet schreibt selbst, daß bei 7 bis 8 Volt ein Schmelzen des Bleiglanzes eingetreten wäre und „eine Entmischung des Bleiglanzes" stattgefunden hätte. Auch Cayrel[15]) teilt mit, daß die Spitze bis zur Rotglut gebracht wurde. Solche Versuche, bei denen Sekundärwirkungen statthaben, können selbstverständlich nicht in die Diskussion der aufgeworfenen Frage hineinbezogen werden, da sie einen völligen Zusammenbruch der Charakteristik zur Folge haben[16]).

Bei den Versuchen der Verfasser[17]) wurde diese Gefahrenquelle dadurch ausgeschieden, daß im Gegensatz zu früheren Autoren nur Spannungen von 20—200 mV in Anwendung gebracht wurden. Unter dieser Bedingung trat ein entgegengesetzter Strom nur dann auf, wenn mit nicht ganz sauberer (oxydierter) Nadel gearbeitet wurde, und zwar an den Stellen, die sonst mit blanker Nadel unempfindlich waren. Wurde dagegen eine einwandfreie Nadel[18]) benutzt, so hatte der gleichgerichtete Strom einer bestimmten Detektorkombination an allen empfindlichen Stellen des Kristallmaterials den gleichen Richtungssinn, und zwar ist die Richtung für die betreffende Detektorkombination charakteristisch. Beim Bleiglanzdetektor geht der Elektronenstrom von der Metallspitze zum Kristall, beim Pyritdetektor umgekehrt.

3. Die bisher üblichen Erklärungen der Gleichrichterwirkung von Kristalldetektoren seien im folgenden kurz besprochen. Dabei muß die Möglichkeit offen gelassen werden, daß es überhaupt keine für alle Kristalldetektoren gemeinsam gültige Theorie gibt, sofern dieselbe nicht sehr allgemein gehalten ist. Zu einer solchen allgemeinen Formulierung kann man kommen, wenn man die Austrittsarbeit der Elektronen aus einer Grenzfläche betrachtet. Da bei den Detektoren stets eine mehr oder minder unstetige Änderung der Leitereigenschaften vorliegt, so wird dieser auch für eine für die beiden Richtungen verschiedene Ueberführungsarbeit entsprechen.

Eine derart allgemeine Theorie befriedigt jedoch nicht. Man will vielmehr wissen, welche speziellen Eigenschaften die Unterschiede in der Elektronen-Überführungsarbeit bedingen, mit welchen anderen bekannten Effekten sie zusammenhängen.

In diesem spezielleren Sinne sind bisher zur Erklärung der Gleichrichterwirkung bei Kristalldetektoren im wesentlichen folgende Erscheinungen herangezogen worden:

a) Thermoelektrische Spannungen (Thermische Theorie).
b) Elektrolytische Polarisationsspannungen (Elektrolytische Theorie).
c) Elektronenemission bei hohen Feldstärken (Elektronische Theorie).
d) Polare Leitfähigkeitsachsen im Kristall (Theorie der gerichteten Leitfähigkeit).

Allgemein läßt sich über die Wirkungsweise der Kristalldetektoren aussagen, daß dieselbe entweder eine primäre Erscheinung ist, wobei für die verschiedenen Stromrichtungen bereits ohne Stromdurchgang verschiedene Leitfähigkeit vorliegt, oder daß sie erst sekundär durch den hindurchfließenden Strom zustande kommt. Im letzteren Falle wäre mit einer gewissen Trägheit zu rechnen, die zu Hysterisisschleifen bei einer „dynamischen" Charakteristik Anlaß geben kann.

Es sollen nun die angeführten vier hauptsächlichsten Theorien eingehender besprochen werden:

a) Die thermische Theorie

führt die Gleichrichterwirkung von Detektoren auf sekundäre thermoelektrische Kräfte zurück, die von der an

[*]) d. h. etwa 20% der untersuchten Stellen zeigten Empfindlichkeit, 80% dagegen waren unempfindlich.
[9]) Gaubert, Compt. rend. **182**, 143, 1926.
[10]) Harkins, Am. Mineralogist **11**, 164, 1926.
[11]) Literaturangaben bei Szekely de Doba, Wien. Akad. Ber. (IIa) **127**, 719, 1918; Trey, Phys. Z. **26**, 849, 1925.
[12]) Stransky, Z. f. phys. Chem. **113**, 131, 1924.
[13]) Schottky, Z. f. Phys. **14**, 63, 1923.
[14]) Paule Collet, Ann. de phys. **15**, 265, 1921.
[15]) Cayrel, Compt. rend. **180**, 1728, 1925.
[16]) Flowers, Phys. Rev. **29**, 445, 1909.
[17]) Schleede u. Buggisch, Phys. Z. **28**, 174, 1927.
[18]) Das Metall ist gleichgültig: Bronze, Silber, Platin.



den kleinen Berührungsstellen zwischen Spitze und Kristall freiwerdenden Joulschen Wärme erzeugt werden. Ein Kriterium für die Haltbarkeit einer derartigen Vorstellung suchte man u. a. in der Reaktionszeit von Kristalldetektoren zu sehen. Wenn die Kontaktstelle tatsächlich wie ein Thermoelement wirkt, so muß sich auch die Trägheit der Erwärmung bemerkbar machen: es muß zwischen dem Anlegen (Abschalten) der ursprünglichen und dem Entstehen (Abklingen) der sekundären Spannung eine gewisse Zeit verstreichen.[19]) Mittels einer Schwebungsmethode ist nun von Ettenreich[20]) bei einem Bleiglanz-Nickelin-Detektor noch eine Schwebungsfrequenz von $5{,}09 \cdot 10^{6}$ sec beobachtet worden, d. h. der Detektor vermag noch Stromschwankungen von der Dauer von $0{,}2 \cdot 10^{-6}$ sec wiederzugeben. Daß aber in so kurzer Zeit ausreichende Temperaturschwankungen möglich sind, scheint zunächst unannehmbar zu sein. Doch findet Holm[21]) bei seinen Untersuchungen über Kontaktwiderstände, daß sich an den sehr kleinen Teilberührungsflächen (πa^2-Flächen) die Endtemperatur praktisch bereits in etwa 10^{-5} sec[22]) einstellt. Gegen die thermoelektrische Theorie spricht die von Pierce[23]) und Austin[24]) gemachte Feststellung, daß der gleichgerichtete Strom in sehr vielen Fällen die entgegengesetzte Richtung wie der Thermostrom hat und viel größere Stromstärken aufweisen kann, als sich durch Erhitzen der Nadel bis zum Schmelzpunkt erzeugen lassen.

b) Die elektrolytische Theorie

entlehnt ihre Vorstellungen der Wirkungsweise der Schlömilch-Zelle. Betrachtet man Charakteristiken von Kristalldetektoren, so zeigen einige davon weitgehende Übereinstimmung mit der Charakteristik für die elektrolytische Zelle nach Schlömilch. Am bekanntesten ist hierbei der Karborund-Detektor, dessen Charakteristik bei etwa 1,1 Volt ihre stärkste Krümmung aufweist, und der demgemäß am besten mit einer Vorspannung von diesem Betrage arbeitet. Andere Charakteristiken zeigen ihre stärkste Krümmung im oder nahe beim Nullpunkt und haben somit mehr Ähnlichkeit mit der elektrolytischen Zelle nach Huizinga. Daraus schließt Huizinga[25]), daß auch die Wirkungsweise der Kristalldetektoren durch elektrolytische Polarisation zu deuten ist. Huizinga und ebenso Bergtold[26]) nehmen an, daß diese Polarisation unter Mitwirkung einer Flüssigkeits- oder Gasschicht zustande kommt. Bezüglich der Annahme einer Trennschicht ist jedoch darauf hinzuweisen, daß nach Luchsinger[27]) Silizium-Karborund-Detektoren sowohl bei der Temperatur der flüssigen Luft als auch bei 500° C ansprechen. Huizinga selbst schreibt, daß er an der Berührungsstelle eines Molybdänglanz- und eines Pyritdetektors Zersetzungsprodukte beobachtet hätte, beim Bleiglanz dagegen nicht. Brachte er den Molybdänglanz- oder den Pyritdetektor unter Paraffinöl oder ins Vakuum, so konnten keine Zersetzungsprodukte beobachtet werden, ohne daß jedoch die Detektorwirkung beeinträchtigt wurde.

Eine sehr eingehende Untersuchung führte Pierce[28]) am Karborunddetektor aus, um festzustellen, ob bei langen Belastungen mit Gleich- oder Wechselstrom (½ Jahr) und bei Temperaturen zwischen 0 und 80° die Werte für den gleichgerichteten Strom eine Aenderung erfahren. Am Ende der Versuchsreihe sind die Werte für den „gleichgerichteten" Strom bei gegebenen Wechselspannungen durchaus dieselben wie zu Beginn der Versuche. Er schließt daraus, daß, wenn überhaupt irgendwelche elektrolytische Wirkung eine Rolle spielt, sie derartig sein muß, daß die Natur der Elektroden und des Kristalles nicht verändert wird.

Im Gegensatz zu Huizinga und Bergtold betrachtet James[29]) den Kristall selbst als Elektrolyten.

Durch die Untersuchungen Tubandt's[30]) und seiner Mitarbeiter ist elektrolytische, z. T. auch gemischte Leitfähigkeit von Ag_2S und Cu_2S, sowie einer Reihe von Chloriden, Nitraten und anderen Salzen erwiesen. Ob nun aber das von James durch Schmelzen von gefälltem Bleisulfid hergestellte künstliche kristallisierte Bleisulfid ein Elektrolyt ist, erscheint sehr zweifelhaft. Königsberger[31]) und Blanc und Kerschbaum[32]) sprechen von metallischer Leitfähigkeit und Tubandt[33]) erbringt in seiner letzten Veröffentlichung den Beweis, daß gepreßte Zylinder aus gefälltem Bleisulfid rein metallische Leiter sind. Die „Gleichrichterwirkung" des Bleiglanzes führt James auf einseitige Wanderung von Metallionen zurück, ohne natürlich den Beweis zu erbringen, und behauptet, daß sich einmal an der Spitze Metall absetzt und guten Kontakt schafft, beim Kommutieren dagegen das Metall entfernt wird und sich eine Schicht hohen Widerstandes bildet. Im Hinblick auf die Feststellungen von Tubandt erübrigt sich ein näheres Eingehen auf die Hypothese von James, zumal die von ihm entwickelte Vorstellung des Hin- und Heroszillierens der Metallionen innerhalb von feststehenden Schwefelkanälen derartig auf den Bleiglanz spezialisiert ist, daß sie zur Erklärung der Detektorwirkung bei reinen Elementen wie Kohlenstoff, Silizium, Tellur nicht herangezogen werden kann.

c) Die Elektronische Theorie

nimmt an, daß die Detektorwirkung lediglich durch die verschiedene Ablösearbeit der Elektronen zustande kommt. Der Elektronenaustritt aus Leitern unter der Einwirkung hoher Feldstärken ist Gegenstand vielfacher Untersuchungen gewesen. Die Schwierigkeit besteht darin, kleine Abstände in der Größe von $1\,\mu$ herzustellen. Ausführliche Untersuchungen hierüber liegen von Rother[34]) und Hoffmann[35]) vor. Besonders die Hoffmann'schen Untersuchungen ergaben bei Anwendung verschiedener Metalle eine deutliche Einseitigkeit des Effektes. Hoffmann wies auch bereits auf einen wahrscheinlichen Zusammenhang zwischen der Elektronenentladung und dem Detektorproblem hin. Genauere theoretische Vorstellungen wurden von Schottky[36]) entwickelt. Schottky bezieht sich auf die Versuche von Goddard[37]). Dieser hatte an oberflächenreinem Tellur im Vakuum einen kaum merklichen Gleichrichtereffekt festgestellt und gefunden, daß der Effekt erst durch die Gegenwart von Sauerstoff hervorgerufen wird, während Wasserstoff und Stickstoff ohne Einwirkung

[19]) Ettenreich, ds. Jahrbuch. **17**, 452, 1921.
[20]) Ettenreich, Phys. Z. S. **21**, 208, 1920.
[21]) Holm, Z. S. f. techn. Phys. **8**, 141, 1927.
[22]) Holm, Z. S. f. techn. Phys. **6**, 172, 1925.
[23]) Pierce, Phys. Rev. **28**, 153, 1909.
[24]) Austin, Phys. Z. S. **9**, 253, 1908.
[25]) Huizinga, Phys. Z. S. **21**, 91, 1920.
[26]) Bergtold, Z. S. Fernmeldetechnik **6**, 69, 1925.
[27]) Luchsinger, Phys. Z. S. **22**, 487, 1921.
[28]) Pierce, l. c.
[29]) James, Phil. Mag. **49**, 681, 1925.
[30]) Vgl. Gudden, Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften, Band 3, 1924.
[31]) Königsberger, Z. S. f. Elektrochemie **15**, **97**, **1909**.
[32]) Blanc und Kerschbaum, Z. S. f. Elektrochemie **16**, 680, 1910.
[33]) Tubandt, Z. S. f. anorg. u. allg. Chem. **160**, 297, 1927.
[34]) Rother, Phys. Z. **23**, 423, 1922.
[35]) Hoffmann, Z. f. Phys. **4**, 363, 1921; Hoffmann, Phys. Z. **22**, 422, 1921.
[36]) Schottky, Z. f. Phys. **14**, 63, 1923.
[37]) Goddard, Phys. Rev. **34**, 149, 1912.



sind. Für Verbindungen konnte Goddard feststellen, daß die Gleichrichterwirkung auch im Vakuum fortbestand, so bei Bleiglanz. Schottky schloß daraus, daß man die Ionen der einen Art als leitende, die der anderen Art als nichtleitende Komponente in diesen Stoffen annehmen könnte. Diese distanzwahrenden Schichten gestatten zwar die Annäherung auf atomare Entfernungen, verhindern aber die unmittelbare metallische Leitung. Ist nun die Austrittsarbeit der Elektronen aus der Spitze verschieden von der Austrittsarbeit der Elektronen aus dem Kristall, so entsteht eine unipolare Leitfähigkeit, und Schottky berechnete eine Detektorcharakteristik, die mit der tatsächlich gemessenen ziemlich übereinstimmt. Eine Schwierigkeit der Schottkyschen Theorie liegt darin, daß von verschiedenen Beobachtern behauptet wird, daß die Richtung der Gleichrichterwirkung bei ein- und derselben Detektorkombination an verschiedenen Stellen des Kristallmaterials verschieden sein kann. Diese Schwierigkeit veranlaßte Stransky[38]) zu einer Erweiterung der Schottkyschen Theorie, indem er die von Fajans entwickelten Vorstellungen von der Elektronenhüllen-Deformation heranzog. Wie jedoch durch die oben zitierten Untersuchungen der Verfasser erwiesen, ist die verschiedene Richtung der Gleichrichterwirkung auf nicht einwandfreie Versuchsbedingungen zurückzuführen.

d) Die Theorie der gerichteten Leitfähigkeit.

Eine interessante Annahme zur Erklärung der Gleichrichterwirkung machte Strachan[39]). Danach sollen die Moleküle Achsen der Leitfähigkeit haben, die von Natur aus polar und umkehrbar sind. Die Kristallstruktur soll dann eine bestimmte Orientierung der Leitfähigkeitsachsen liefern, und zwar derart, daß der Strom in der einen Richtung leicht hindurchgeht. In der anderen Richtung soll der Strom die elektrische Bedingungen antreffen, indem der Widerstand der Molekularbewegung verhindert, daß sich die Polarität der Achsen vertauscht.

[38]) Stransky, Z. f. phys. Chemie **113**, 131, 1924.
[39]) Strachan, Wireless World **14**, 245, 1924.

Die Strachansche Betrachtungsweise steht also im Zusammenhang mit der z. Zt. viel behandelten Piezoelektrizität. Dann müßte aber tatsächlich eine Abhängigkeit der Detektorwirkung von der Kristallfläche vorhanden sein. Das hat sich jedoch, wie oben bereits ausgeführt wurde, nicht erweisen lassen. Diese Beobachtung steht also durchaus im Einklang mit der Zugehörigkeit des Bleiglanzes und des Pyrits zu den Kristallklassen O_h und T_h. Beide Klassen besitzen ein Symmetriezentrum, können also keine polaren elektrischen Achsen haben[40]).

Zusammenfassung.

Die neueren Untersuchungen über das Detektorproblem haben zu einer Aufklärung gewisser, bisher in der Literatur vorhandener Widersprüche geführt. Im speziellen Fall des Bleiglanzes und zum Teil auch im Fall des Pyrits wurde der Nachweis erbracht:

1. daß sich empfindliche Kristalle von unempfindlichen durch ihre chemische Zusammensetzung unterscheiden. Empfindlicher Bleiglanz weist gegenüber der theoretischen Zusammensetzung ein Mehr an Schwefel und ein Weniger an Blei von etwa 1 bis 2% auf, während unempfindlicher Bleiglanz angenähert der theoretischen Zusammensetzung entspricht.

2. daß die verschiedenen empfindlichen Stellen eines natürlich vorkommenden Bleiglanzes darauf zurückzuführen sind, daß auch äußerlich einheitlich aussehende Stücke aus Einzelkristallen von verschiedener Empfindlichkeit zusammengesetzt sind.

Eine Entscheidung über die verschiedenen Erklärungen der Gleichrichterwirkung, ist auf Grund des bisher vorliegenden Beobachtungsmaterials nicht möglich, wenn auch die am empfindlichen Bleiglanz aufgefundene Ueberschwefelung bis zu gewissem Grade für die elektronische Theorie sprechen mag.

[40]) Hettich und Schleede, Z. f. Physik **46**, 147, 1927.

Referate.

L. Espenschied. Rundfunk über Stadtgebieten. (Radio Broadcast Coverage of City Areas.) The Bell system technical Journal **6**, S. 117—141, 1927.

Die Arbeit enthält einen Bericht über ausgedehnte Messungen durch eine größere Anzahl von Ingenieuren der American Telephone and Telegraph Comp. und der Bell Telephone Comp. Der Zweck der Arbeit war das Studium aller der besonderen Erscheinungen, die beim Rundfunk über Städtegebiete auftreten. Über den größten Teil der in der Arbeit behandelten Fragen ist von Herrn Lübcke (dieses Jahrb. **30**, S. 106, 1927) nach einer Veröffentlichung in dem Journ. Amer. Inst. Electr. Ing. berichtet worden. Ich beschränke mich deshalb auf einige Fragen, die wohl von allgemeinerem Interesse sind.

1. Eine Reihe von Messungen gilt der Abnahme der Amplitude bei der Ausbreitung der Wellen über der Erdoberfläche. Die Ergebnisse sind in Fig. 1 dargestellt, und zwar:

a) für den Fall ohne Absorption durch den Boden (Kurve $\sim 1/r$) $\alpha = 0$,

b) bei der Ausbreitung über Seewasser ($\alpha = 0{,}0015$),

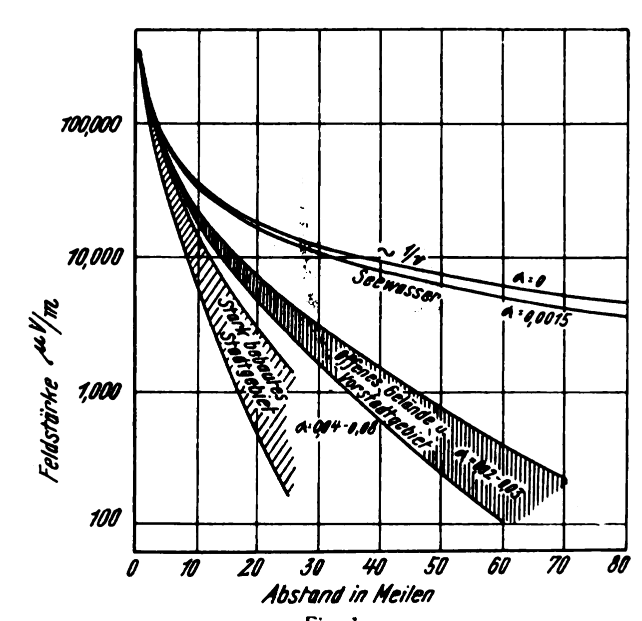


Fig. 1.

c) über trockenen Boden ohne starke Bebauung ($\alpha = 0{,}02$—$0{,}03$) nach Messungen in der Umgebung von New-York und Washington,

d) über das Stadtgebiet von Manhattan mit starker Bebauung ($\alpha = 0{,}04$—$0{,}08$).

Die beigeschriebenen Werte von α bedeuten den Absorptionskoeffizienten in der Austinschen Formel, nach der die Abnahme der Amplitude einem Gesetz von der Form $e^{-\alpha d/\sqrt{\lambda}}$ folgt, worin d die Entfernung vom Sender und λ die Wellenlänge, beide in km, bedeuten.

Der Verfasser macht dazu eine Bemerkung über die Entfernung, in der die Schwunderscheinungen beginnen. Es ist dies nach allgemeiner Auffassung diejenige, in der die Amplitude der Bodenwelle von der Größenordnung derjenigen der Luftwelle, also schon verhältnismäßig klein geworden ist. Diese Entfernung hängt in hohem Maße von der Beschaffenheit des Bodens ab. Infolge davon liegt sie bei Ausbreitung über offenes Land etwa in der Gegend von 180 km (100 Meilen). Bei starker Absorption der Bodenwelle kann diese Entfernung viel kleiner, z. B. in der Gegend von 35 km (20 Meilen) sein, wie es in manchen Gegenden in der Nähe von New York tatsächlich beobachtet wird.

2. Station auf hohen Gebäuden.

Als das Feld von Antennen auf Hochgebäuden, deren Seitenansicht in den Fig. 2 und 3 schematisch gezeichnet

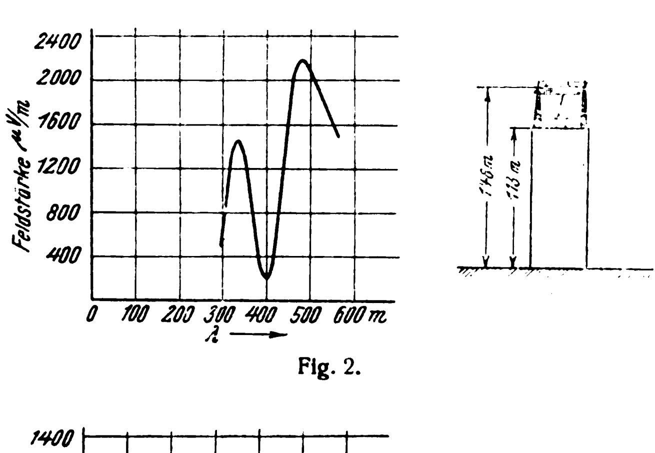
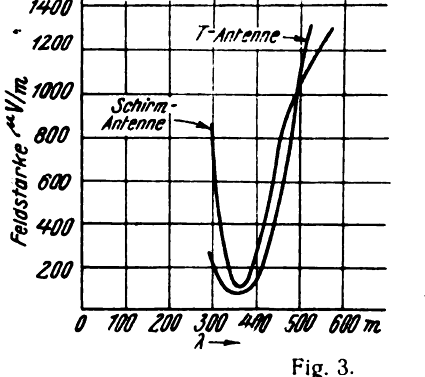


Fig. 2.



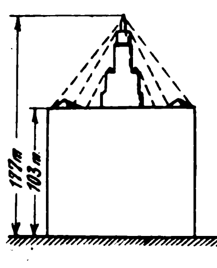


Fig. 3.

ist, in Abhängigkeit von der Wellenlänge gemessen wurde, ergaben sich die Kurven von Fig. 2 und 3, die beide bei einer bestimmten Wellenlänge ein tiefes Minimum zeigen; andere Stationen, die auf Gebäuden von nur etwa 70 m Höhe angebracht waren, hatten eine durchaus normale Charakteristik. Eine solche Höhe ist also jedenfalls für Rundfunk über Städten durchaus ausreichend, während die Strahlung einer Antenne auf einem Hochhaus erst sorgfältig untersucht werden muß, ehe man ihr die Betriebswellenlänge zuweist.

3. Selectivität von Empfängern.

Da für die Frage des störungsfreien Empfangs in einem Gebiet, in dem mehrere Rundfunkstationen vorhanden sind, die Selektivität der Empfänger eine wesentliche Rolle spielt, so wurden noch Selektivitätskurven für eine Anzahl üblicher Empfängertypen gemessen. Die Ergebnisse sind in Fig. 4 mitgeteilt. Abszissen in der Figur sind die Werte

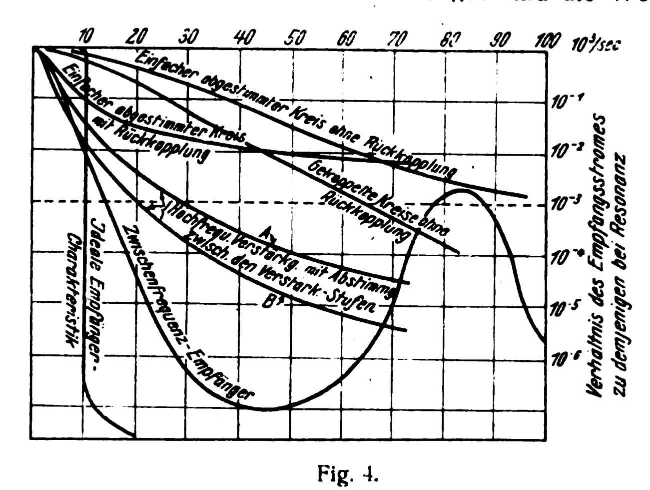


Fig. 4.

der Verstimmung gegen eine Resonanzfrequenz von $900 \cdot 10^3$/sec. Die Ordinaten geben das Verhältnis des Niederfrequenzstroms bei der betreffenden Frequenz zu demjenigen bei Resonanz.

J. Zenneck.

De Loss, K. Martin, G. D. Gillett und **J. S. Bemis.** Möglichkeiten und Grenzen für Rundfunkstationen mit gemeinsamer Frequenz. (Gleichwellen-Rundfunk.) (Some possibilities and limitations in common frequency broadcasting.) (Aus dem Entwicklungs- und Forschungslaboratorium der Am. Tel. & Tel. Co.) Proc. Inst. Radio Eng. 15, 213—223, 1927.

Es handelt sich um die Frage, unter welchen Bedingungen es möglich ist, zwei Rundfunkstationen mit derselben Frequenz zu betreiben, und zwar in den zwei Fällen,

1. wenn die beiden Stationen ein verschiedenes Programm und
2. wenn sie dasselbe Programm senden sollen.

Im ersten Fall ist eine Aufnahme der einen Station ohne Störung durch die andere nur möglich, wenn die Amplitude der Wellen der ersten Station sehr viel größer ist, als diejenige der zweiten. Die Entfernung der beiden Stationen muß also genügend groß sein im Verhältnis zu ihrer Reichweite.

Im zweiten Fall (gemeinsames Programm der beiden Stationen) sind die Bedingungen nicht ganz so streng. Immerhin ist auch hier folgendes zu bemerken. Sind die Amplituden der Wellen an irgendeinem Empfangsort von derselben Größenordnung, so genügt eine ganz geringe Differenz der Frequenzen, die längst keinen hörbaren Schwebungston mehr gibt, um periodische Schwankungen der resultierenden Amplitude hervorzurufen. Das würde um so schlimmer sein, als solche Schwankungen auch für die beiden Seitenbänder entstehen und diese nicht synchron mit denjenigen der Trägerwelle sein würden. Man würde also Störungen wie bei den selektiven Schwunderscheinungen erhalten. Nun besteht die Möglichkeit, die Frequenzen der beiden Stationen genau gleich zu machen durch Steuerung der beiden Stationen von einer gemeinsamen Stelle aus, vielleicht auch durch Kontrolle der beiden Fre-

quenzen durch genau aufeinander abgestimmte piezoelektrische Oszillatoren. Aber auch in diesem Fall würde jede Phasenänderung der einen Station Intensitätsschwankungen im Empfänger zur Folge haben, die zu den normalen Schwunderscheinungen der beiden Wellen noch hinzukommen. Man wird deshalb nur in denjenigen Gebieten wirklich aufnehmen können, in denen die Amplitude der einen Station erheblich größer ist, als diejenige der anderen, wenn auch im Fall des gemeinsamen Programms das Verhältnis nicht ganz so groß zu sein braucht, wie im Falle verschiedener Programme.

Was das praktisch bedeutet, haben die Verfasser in einem Beispiel, in dem sie die experimentellen Grundlagen hatten, diskutiert. Von den Stationen *2 XB* (New-York) und *WZAP* (Washington) war die Abnahme der Feldstärke mit der Entfernung bekannt, wenn diese Stationen mit ihren, nicht weit voneinander verschiedenen Frequenzen gaben. Die Feldstärke ist in Fig. 1 durch die beiden ausgezogenen Kurven dargestellt für Übertragung bei Tag, während die schraffierten Flächen angeben, in welchem Bereich die Feldstärken bei Nacht variieren. Die Verfasser nehmen nun an, daß die beiden Stationen mit

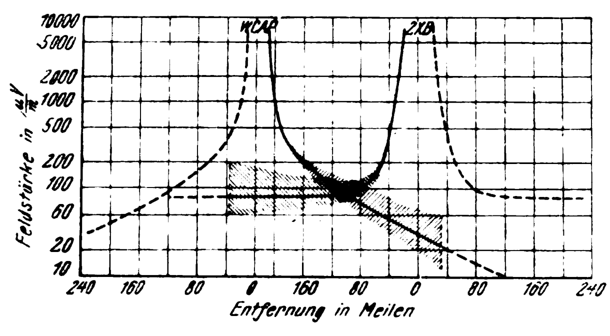


Fig. 1.

genau derselben Frequenz geben. Sie setzen ferner voraus, daß nur in denjenigen Gegenden ein brauchbarer Empfang möglich ist, in denen das Verhältnis der Wellenamplituden der beiden Stationen nicht kleiner als 30: 1 ist.

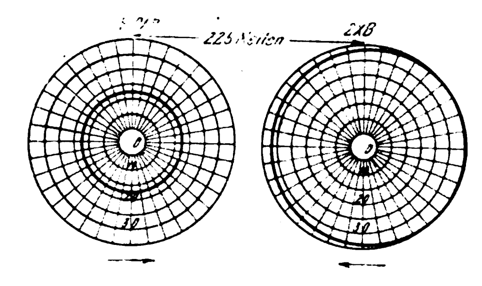


Fig. 2.

Legt man ferner die Tagwerte von Fig. 1, die ungefähr gleich den Mittelwerten der Nachtwerte sind, zugrunde, so kommt man zu dem Resultat, das in Fig. 2 dargestellt ist. Die von den stark ausgezogenen, ungefähr kreisförmigen Kurven begrenzten Gebiete würden diejenigen sein, in denen ein brauchbarer Empfang zu erwarten wäre.

J. Zenneck.

W. A. MacDonald. Die Bedeutung von Laboratoriumsmessungen für die Konstruktion von Empfängern. (Importance of Laboratory measurements in the design of radio receivers.) (Aus dem Laboratorium der Hazeltine Corporation.) Proc. Inst. Radio Eng. **15,** 99—111, 1927.

Als wichtige Messungen zur Charakterisierung eines Empfängers zählt der Verfasser auf das Übersetzungsverhältnis der verschiedenen Hochfrequenz-Kopplungstransformatoren und die Spannungsverstärkung der Röhren, die Resonanz-Charakteristik der verschiedenen Teile des Empfängers und die Verstärkung und Frequenzabhängigkeit der Niederfrequenzstufen. Er beschreibt einen verhältnismäßig einfachen Laboratoriumsapparat, mit dem solche Messungen ausgeführt werden können, und gibt Beispiele für derartige Messungen und ihre Resultate.

J. Zenneck.

H. D. Oakley and **N. Snyder.** Diskussion über die Arbeit von W. A. MacDonald. (Proc. Inst. Radio **15,** S. 99—111, 1927, siehe vorangehendes Referat.) Proc. Inst. Radio Eng. **15,** S. 329—340, 1927.

Im Gegensatz zu der Arbeit von MacDonald, in der Messungen von einzelnen Eigenschaften der Empfänger beschrieben werden, legen die Verfasser Wert auf die Gesamtleistung des Empfängers, auf die es in der Praxis hauptsächlich ankommt. Sie machen nähere Angaben über die Prüfung von Empfängern, wie sie bei der Gen. El. Co. üblich ist.

Die Prüfung erstreckt sich auf vier Fragen:

1. Empfindlichkeit,
2. Selektivität,
3. Strahlung und
4. Verzerrungsfreiheit („Quality").

Die Empfindlichkeit wird gekennzeichnet durch die Abhängigkeit der Spannung, die der Empfänger an seiner Niederfrequenzseite liefert, von der Hochfrequenz-Feldstärke, die auf ihn wirkt. Nimmt man als Maß für die Empfindlichkeit das Verhältnis dieser beiden Größen, so bekommt dieselbe die Dimension einer Länge und die Einheit wird, wenn man die Feldstärke in Volt/m ausdrückt, 1 m.

Die Selektivität eines Empfängers wird in der Weise festgestellt, daß man die Frequenz des Generators, die auf den Empfänger wirkt, ändert und die EMK bzw. Feldstärke mißt, die der Sender bei den verschiedenen Frequenzen dem Empfänger zuführen muß, um an seiner Niederfrequenzseite eine gewisse Spannung zu erzeugen. Die Kurve, die diese Feldstärke in Abhängigkeit von der Frequenz darstellt, gibt ein Bild der Selektivität.

Auf die Methode zur Messung der Strahlung (Streuung) eines Empfängers wird nicht näher eingegangen. Im Prinzip besteht sie darin, daß man in die Nähe des Empfängers einen Indikator bringt und dann den Empfänger durch eine Strahlungsquelle von bekannten Eigenschaften ersetzt und diese so einreguliert, daß der Indikator wieder dieselbe Wirkung zeigt.

Die Messung der Verzerrungsfreiheit des Empfängers ist im wesentlichen eine Prüfung seiner Niederfrequenzabhängigkeit. Im Sender wird die Frequenz der Trägerwelle und der Modulationsgrad konstant gehalten, ebenso auch die EMK, die er auf den Empfänger induziert. Geändert wird aber die Modulationsfrequenz, und es wird dann die Spannung, die der Empfänger liefert, in Abhängigkeit von dieser Frequenz aufgetragen.

Die Ausführungen der Verfasser über die verschiedenen Arten der Messungen sind durch tatsächlich aufgenommene Kurven illustriert.

J. Zenneck.

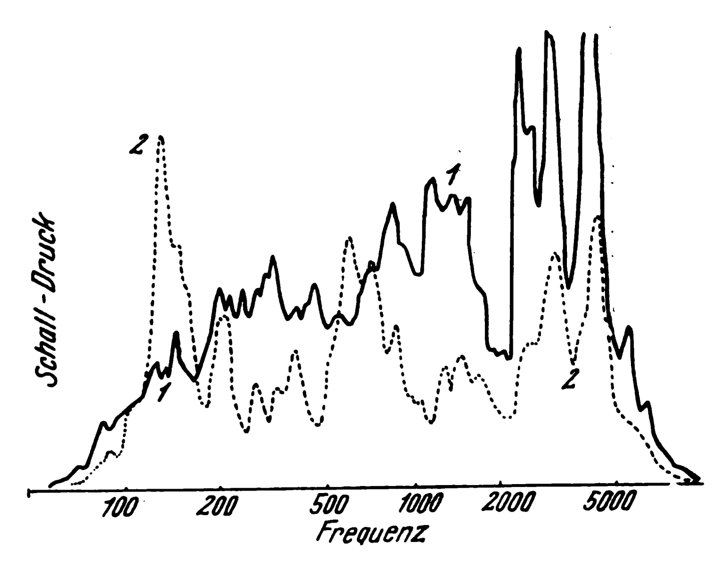
Th. A. Smith und **G. Rodwin.** (Radio Corporation of America.) Bemerkungen über Messungen an Rundfunkempfängern. (Notes on radio receiver measurements.) Proc. Inst. Radio Eng. **15**, S. 387—395, 1927.

Die Verfasser empfehlen bei Messungen an Empfängern stets eine gewisse normale Lautsprecher - Lautstärke („standard loud speaker signal") zugrunde zu legen. Sie wollen z. B. die Kurve für die Selektivität in der Weise aufnehmen, daß sie die Feldstärke oder EMK messen, die bei den verschiedenen Trägerfrequenzen auf den Empfänger wirken muß, damit er jene normale Lautstärke gibt. Sie empfehlen als normale Lautstärke diejenige zu bezeichnen, die bei einer Tonfrequenz von 400/sec und 50% Modulation einer effektiven Spannung von 15 Volt im Niederfrequenzkreis des Empfängers entspricht. J. Zenneck.

J. Wolff und **A. Ringel.** (Radio Corporation of America.) Methoden zur Prüfung von Lautsprechern. (Loud speaker testing methods.) Proc. Inst. Radio Eng. **15**, S. 363—376, 1927.

Die Prüfung besteht im wesentlichen darin, daß auf den Lautsprecher eine Spannung von konstanter Amplitude, aber veränderlicher Frequenz wirkt. Die Tonwellen des Lautsprechers werden von einem Mikrophon aufgenommen und der in ihm erzeugte Strom durch einen Verstärker und Gleichrichter hindurch mit einem Gleichstrom - Instrument gemessen.

Der erste Teil der Apparatur, der eine Spannung konstanter Amplitude, aber regelbarer Frequenz liefern soll, wird durch zwei Röhrengeneratoren von Übertonfrequenz gebildet, die sich mindestens bei einem derselben variieren läßt. Die Ströme der beiden Generatoren werden superponiert, der resultierende Strom mit einem Hochvacuumventil gleichgerichtet, durch eine Siebkette von Harmonischen gereinigt und durch einen Verstärker hindurch dem Lautsprecher zugeführt. Durch Regelung der Frequenz der Überton-Generatoren läßt sich jede hörbare Frequenz erzielen.



Als Aufnahme-„Mikrophon" wird die von E. C. Wente (Phys. Rev. **19**, S. 499, 1922) beschriebene Kondensatoranordnung benützt. Der Strom, der durch den Ton des Lautsprechers in ihr erzeugt wird, wird durch einen Zweifach - Verstärker mit Widerstands - Koppelung und einen dritten Verstärker mit Transformatorkoppelung verstärkt und einem Gleichrichter zugeführt und die Änderung des Gleichstroms im Anodenkreis mit einem Gleichstrom - Instrument gemessen.

Eine halb - automatische Registriervorrichtung, die mit dem Drehkondensator des Übertonfrequenz-Generators mit regelbarer Frequenz mechanisch gekoppelt ist, ermöglicht die Kurven, die den Ausschlag des Gleichstrom - Instrumentes in Abhängigkeit von der dem Lautsprecher zugeführten Frequenz geben, rasch aufzuzeichnen.

Da die Versuche in einem geschlossenen Zimmer gemacht wurden, so ist von vornherein zu erwarten, daß die Kurven, die man erhält, ganz verschieden ausfallen je nach der Stelle des Mikrophons im Zimmer. Als Beispiele sind in der nebenstehenden Figur zwei Kurven wiedergegeben, die unter sonst gleichen Umständen erhalten wurden, aber die ausgezogene Kurve 1, wenn das Mikrophon 15 cm von der Öffnung des Lautsprechers, die punktierte Kurve 2, wenn es 4 m davon entfernt war. Auch die Kurve 1, die man wohl noch am ehesten als für den Lautsprecher charakteristisch ansehen darf, da die Intensität der vom Lautsprecher auf so kurze Entfernung ausgesandten Wellen diejenige der von den Wänden reflektierten weit überwiegt, entspricht längst nicht dem Ideal eines verzerrungsfreien Lautsprechers, dessen Kurve eine möglichst geringe Abhängigkeit von der Frequenz zeigen sollte.

Die Verfasser geben selbst an, daß ein Lautsprecher, der nach dem Ergebnis dieser Prüfung schlechter sein sollte als ein zweiter, doch in irgendeinem bestimmten Empfangsapparat, dessen Eigenschaften für die Verzerrung natürlich mitbestimmend sind, besser klingen kann, als der letztere. Im allgemeinen aber finden sie, daß Lautsprecher, die sich bei dieser Prüfung als besonders gut ergeben haben, selten in irgendeinem Empfangsapparat enttäuschen.

J. Zenneck.

Elias Klein and **Glenn F. Rouse.** Methoden der Anregung und Kalibrierung von Stimmgabeln. (Methods for exciting and for calibrating tuning forks.) Journ. Opt. Soc. Amer. **14**, S. 263—286, 1927.

Die Verfasser geben eine Zusammenstellung der Anordnungen, die die Stimmgabel als Zeitnormal, als Erzeuger von Normalfrequenzen und als Synchronisator benützen. Stimmgabeltypen und ihre Anregung; Faktoren, die die Frequenz der Gabeln beeinflussen, wie Amplitude, Temperatur, Dämpfung, Basis, Lage der Stimmgabelzinken; Indikatorinstrumente zur Kalibrierung und Methoden der Kalibrierung werden besprochen. In der Arbeit wird hauptsächlich der Nutzen der Stimmgabel als Niederfrequenznormal gewertet. Ein ausführliches Literaturverzeichnis ist beigefügt. A. Scheibe.

G. T. Royden. Die Frequenz-Kontrollstation auf Mare Island. (The frequency checking station at Mare Island.) Proc. Inst. Radio Eng. **15**, S. 313—18, 1927.

Auf der Werft der amerikanischen Kriegsmarine in Mare Island ist eine Station eingerichtet, die den Zweck hat, die Frequenzen der drahtlosen Marinestationen von St. Paul (Alaska) im Norden bis San Diego (Californien), westlich bis Cavite (Philippinen) und südlich bis Tutuila (Samoa-Inseln) dauernd zu kontrollieren, um bei Abweichung ihrer Frequenz um mehr als 1/2% vom Sollwert eine Neuabstimmung zu veranlassen. In der Arbeit ist die Anordnung beschrieben, die auf dieser Kontrollstation zur Fernmessung der Frequenz dient.

1. Eichung der Apparatur.

Die Grundlage für die Frequenzmessung bildet eine Stahlstimmgabel, deren Frequenz genau auf 1000/sec. ab-

geglichen ist und die stets bei derjenigen Temperatur benützt wird, bei der die Abgleichung erfolgte. Auf diese Stimmgabel wird — durch Verschwinden von Schwebungen — abgestimmt der „Multivibratorkreis" von Fig. 1

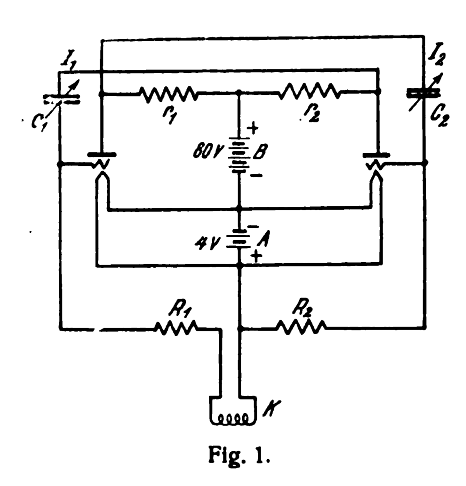


Fig. 1.

(Röhrengenerator in Gegentaktschaltung). Er liefert in der Koppelungsspule K einen Strom der Frequenz 1000/sec. und von einer Form (Fig. 2), vermöge deren er geeignet ist, Schwingungen in einem gekoppelten Kreis zu unterhalten, wenn dessen Eigenfrequenz ein ganzes Vielfaches von 1000/sec. ist.

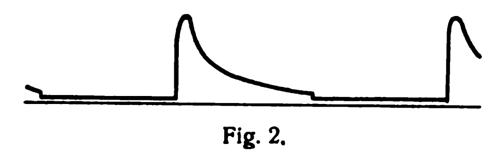


Fig. 2.

Dieser Kreis wird in der Schaltung von Fig. 3 verwendet, um einen Frequenzmesser (Wellenmesser) und gleichzeitig einen Ueberlagerer zu eichen. Zu diesem Zweck wird der Frequenzmesser zuerst bei einigermaßen fester Koppelung mit dem Multivibratorkreis ungefähr auf eine Frequenz von $k \cdot 1000$/sec. eingestellt und der Überlagerer so, daß er

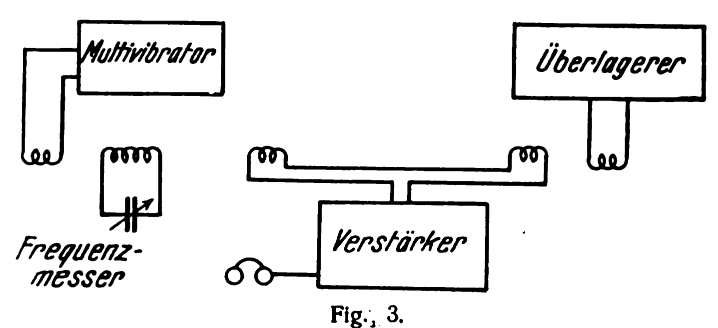


Fig. 3.

mit dieser Frequenz einen brauchbaren Schwebungston gibt. Dann wird die Kopplung gelockert und es wird nachgestimmt, bis der Strom im Frequenzmesser ein Maximum wird. Auf diese Weise erhält man eine Eichung des Frequenzmessers und Überlagerers für alle Frequenzen, die ein ganzes Vielfaches von 1000/sec. sind. (Tatsächlich ist man in der Lage, bis zu Frequenzen von ca. 150 × 1000/sec. zu gehen.) An dem Überlagerer lassen sich auch noch Frequenzen, die in der Mitte zwischen zwei ganzen Vielfachen von 1000 liegen, einstellen. Man koppelt ihn mit dem Multivibratorkreis; ist dann seine Frequenz ungefähr in der Mitte zwischen 14. und 15. 1000/sec., z. B. 14 510, so entstehen zwei Schwebungstöne mit den Frequenzen 510 und 490/sec., die einen Doppelton, bei geringer Differenz einen Schwebungston ergeben. Der Doppelton geht in einen einfachen Ton ohne Schwebungen über, wenn die Frequenz des Überlagerers genau in der Mitte, d. h. bei 14 500 liegt.

2. Fernmessung der Frequenz.

Die Methode, die schließlich gewählt wurde, ist diejenige von Fig. 4. Der geeichte Überlagerer wird so eingestellt, daß er mit den ankommenden Wellen ungefähr den Schwebungston 1000/sec. gibt. Eine Frequenz von genau 1000/sec. wird durch einen besonderen 1000-Perioden-

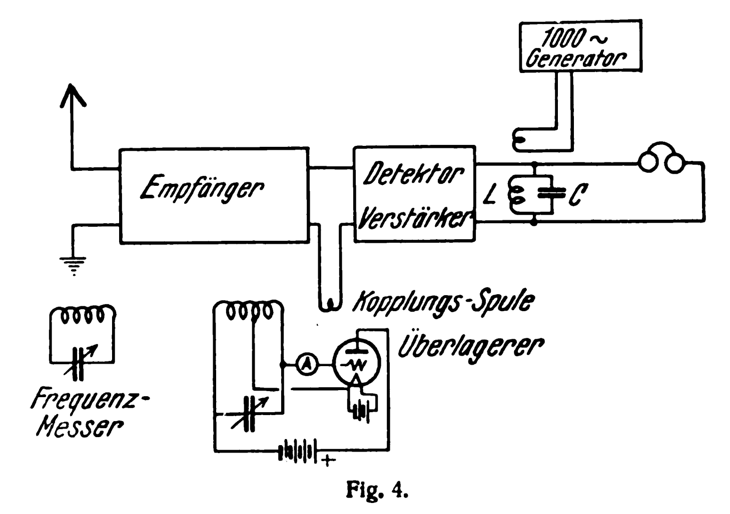


Fig. 4.

Generator mit Hilfe des auf die Frequenz 1000/sec. abgestimmten Resonanzkreises $C\,L$ zugeführt, und es werden durch Einstellen des geeichten Ueberlagerers die Schwebungen zum Verschwinden gebracht. Da dies sowohl dann eintritt, wenn die Frequenz des Überlagerers um 1000 über, als wenn sie um 1000 unter der Frequenz der empfangenen Schwingungen liegt, so erhält man zwei Einstellungen, die sich gegenseitig kontrollieren. J. Zenneck.

Automatische Alarmvorrichtungen für Schiffe. (Auto-alarm systems for ships.) El. **98**, 134 bis 135, 1927.

Es handelt sich um eine Vorrichtung, die automatisch Glockensignale auf der Brücke, in der Funkbude und im Schlafraum des Bordtelegraphisten ertönen läßt, wenn ein Schiff Notsignale gibt. Die Wichtigkeit eines solchen Apparates leuchtet ohne weiteres ein, wenn man bedenkt, daß die bei weitem größte Zahl der Schiffe nur einen Telegraphisten an Bord hat und daß demnach während eines erheblichen Teils des Tages bzw. der Nacht die Funkstation überhaupt nicht besetzt ist.

Voraussetzung für das Funktionieren des Apparates ist, daß derjenige, der die Notsignale gibt, diesem drei Striche von je 4 Sekunden Dauer mit einem Zwischenraum von je einer Sekunde vorausgehen läßt. Diese Striche dienen dazu, den Alarmapparat einzuschalten. Dabei ist für den praktischen Gebrauch unbedingt nötig, daß der Apparat auch dann noch funktioniert, wenn die angegebenen Zeiten nicht genau eingehalten werden.

Der Apparat, den die Marconi-International-Marine-Communication Co. zu diesem Zweck konstruiert hat, besteht aus einem Dreiröhren-Empfänger und besitzt praktisch die volle Empfindlichkeit für Wellenlängen, die sich um nicht mehr als 2½% — die Toleranz für Schiffssender — von 600 m unterscheiden. Der Empfangsstrom wird einem Selektor zugeführt, der den Zweck hat, nur auf die oben angegebene Strichfolge zu reagieren, dagegen nicht auf irgendwelche andere Zeichen. Der Selektor ist so gebaut, daß er auf Striche, die korrekter Weise 4 Sekunden lang

sein sollten, auch noch anspricht, wenn ihre Dauer mehr als 3 und weniger als 5 Sekunden ist, ebenso wenn die Pause zwischen zwei Strichen, die eigentlich eine Sekunde sein sollte, mehr als $1/5$ und weniger als 2 Sekungen dauert. Der Apparat spricht auf eine rasche Folge von Morsezeichen nicht an. Er wird auch nicht gestört, wenn gleichzeitig z. B. zwei Schiffe auf derselben Welle ganz nahe miteinander verkehren. Wichtig ist ferner, daß der Apparat, wenn er durch einen Strich eines falschen Signals ausgelöst ist, sofort von selbst in seinen Anfangszustand zurückkehrt und demnach imstande ist, etwa unmittelbar folgende richtige Signale aufzunehmen.

Ein zweiter Apparat ist von der Radio Communication Co. entwickelt worden. Der Kondensatorkreis ist durch einen veränderlichen Kondensator abstimmbar, der Sekundärkreis besitzt feste Abstimmung und Kopplung. Im Empfänger befindet sich eine Detektorröhre mit einem Zweimal-Niederfrequenz-Verstärker, dessen Niederfrequenzstrom durch eine Ventilröhre gleichgerichtet wird. Der Gleichstrom betätigt dann den Selektor. Der Motor des Selektors wird durch eine elektrisch betriebene Stimmgabel auf konstanter Drehzahl gehalten.

Nach einer späteren Notiz im El. **98**, 267, 1927 werden gegenwärtig über 200 englische Schiffe mit dem Marconi-Apparat ausgerüstet. J. Zenneck.

Funkbaken mit automatischem Betrieb. (Wireless beacons. Automatically controlled ligthouse equipments.) El. **98**, 251, 1927.

Die erste der automatischen Funkbaken, die rund um die englische Küste aufgestellt werden sollen, ist von der Marconi-Gesellschaft auf Round Island (Scilly-Inseln) gebaut worden. Sie besitzt einen Röhrensender von 500 Watt und eine Wellenlänge von 1000 m und arbeitet mit Zwischenkreis und einer ungerichteten Γ-Antenne. Besondere Maßnahmen sind getroffen, um ein Versagen des Senders unmöglich zu machen. Von den vier Röhren sind z. B. zwei immer in Reserve, und wenn eine aus irgendeinem Grunde ausscheidet, so schaltet sich automatisch die Reserveröhre ein; gleichzeitig ertönt ein Warnungssignal für den Wärter.

Die automatische Steuerung besteht aus zwei Teilen:

1. einer Hauptuhr, die mittels Relais den Sender in ganz bestimmten Zwischenräumen anläßt und ausschaltet,
2. einem automatischen Taster, der die Zeichen gibt.

Bei gutem Wetter wird der Sender durch die Uhr alle halbe Stunde in Betrieb gesetzt und es wird folgendes Programm gegeben:

47 Sekunden lang das Zeichen G G G mit einer Geschwindigkeit, die 15 Worten/Minute entspricht, dann ein langer Strich von 10 Sekunden und endlich noch einmal G G G. Dieses Programm, auf das eine Pause von 3 Min. folgt, wird dreimal hintereinander wiederholt. Dann folgt eine längere Pause bis zur nächsten halben Stunde. Bei nebligem Wetter fällt diese Pause weg und das Programm wird dauernd ausgesandt. J. Zenneck.

Kurzwellen-Spiegel-Sender der Marconi-Station in Grimsby und Skegness. (Short wave beam transmission. Equipment of the Marconi Stations at Grimsby and Skegness.) El. **98**, 319—20, 378—79, 1927.

Die Beschreibung bezieht sich auf die beiden Kurzwellen-Stationen, die von der Marconi-Gesellschaft für die britische Postbehörde gebaut wurden, um den drahtlosen Verkehr nach Indien bzw. Australien zu vermitteln.

Die Energiequellen (Generatoren, Batterien etc.) bieten nichts besonderes. Von den Röhrensendern ist gesagt, daß sie je durch einen Steuer-Oszillator gesteuert werden, dessen Frequenz sehr konstant gehalten wird und der sehr sorgfältig abgeschirmt ist. In den Starkstrom-Hochfrequenzkreisen sind ölgekühlte Senderöhren verwendet, die geringere Energieverluste als wassergekühlte haben; das benützte Oel ist Paraffinöl mit einem geringen Zusatz von Transformatorenöl.

Der Indien-Sender besitzt zwei Wellenlängen, 35 und 16 m, die eine für Tag-, die andere für Nachtbetrieb. Der Australien-Sender arbeitet nur mit einer Wellenlänge von 26 m, ist aber mit Hilfe eines Spiegelsystems imstande, die Wellen entweder in östlicher oder westlicher Richtung auf einem Großkreis nach Australien zu senden.

Zum Indien-Sender gehören 5 Masten von ca. 90 m (287 Fuß) Höhe in einem Abstand von ca. 190 m (650 Fuß), zum Australien-Sender 3 Masten von ca. 80 m (260 Fuß) Höhe. Alle Masten haben oben eine Traverse aus Stahlkonstruktion von 27 m Länge (90 Fuß). Die Linie, in der die Masten stehen, ist senkrecht zum Großkreis Sender/Indien bzw. Sender/Australien. Die Masten für den Indiendienst tragen die vertikalen Antennen- und Reflektordrähte. An den Masten für den Australiendienst sind zwei Reihen von Antennendrähten und zwischen diesen eine Reihe von Reflektordrähten angebracht. Die Antennen- und Reflektordrähte des Indien-Senders bestehen aus vier Gruppen, je zwei für jede Wellenlänge; jede Gruppe für die 35-m-Welle hat 16 Antennen- und 32 Reflektordrähte, jede Gruppe für die 16-m-Welle 24 vertikale Antennen- und 54 Reflektordrähte. Der Australien-Sender besteht, wie schon angegeben, aus einer Doppelreihe von Antennendrähten (jede Reihe 16 Drähte) und zwischen ihnen eine Reihe von 32 ebenfalls vertikalen Reflektordrähten. Alle Antennen enthalten Induktanzen zur Herstellung der richtigen Phase.

Die Konstruktion der Masten, die Befestigung der Antennen- und Reflektordrähte ist in dem Bericht ausführlich beschrieben, interessiert aber wohl mehr den Bauingenieur

Eine besondere Aufgabe stellt bei einer solchen Anlage das Zuleitungssystem vom Senderhaus zu den Antennendrähten dar. Ueber die technische Konstruktion ist in dem Bericht ziemlich viel — die Zuleitungen sind Kupferröhren, die isoliert von geerdeten Kupferröhren umgeben sind —, von den elektrischen Bedingungen verhältnismäßig wenig gesagt. Betont wird, daß das ganze Zuleitungssystem für den Sender einen reinen Wirkwiderstand darstelle. J. Zenneck.

E. V. Appleton. Die Existenz von mehr als einer ionisierten Schicht in der oberen Atmosphäre. (The existence of more than one ionised layer in the upper atmosphere.) Nature vom 3. September 1927.

Während der letzten $1\frac{1}{2}$ Jahre wurden als ein Teil des Programms des Radio research board im Dept. of Scientific and Industrial Research systematische Versuche mit Wellen gemacht, die von der oberen Atmosphäre auf die Erde zurückgekrümmt waren. Zu diesen Versuchen gehörten Messungen der Höhe der sog. Kennelly-Heaviside-Schicht. Im Anfang des Sommers 1926 hatte sich diese für Wellen von 400 m Länge zu 90—130 km ergeben, in der Zeit vom Oktober 1926 bis Mai 1927 kamen aber sehr häufig Höhen von ganz anderer Größenordnung, nämlich 250—350 km, zur Beobachtung, und zwar innerhalb

eines Zeitraums von 3 Stunden vor der Morgendämmerung. Wenn bei solchen Gelegenheiten diese hohen Werte während 2 oder 3 Stunden beobachtet waren, erhielt man 30 oder 40 Minuten vor Sonnenaufgang unvermittelt wieder die normalen Höhen.

Es scheint, daß in der Zeit vor der Morgendämmerung die Ionisation der K.-H.-Schicht durch die Rekombination so stark abgenommen hat, daß die verwendeten Wellen durch dieselbe hindurchdringen können, um dann an einer viel höheren Schicht „reflektiert" bzw. zur Erde zurückgekrümmt zu werden. Bei Sonnenaufgang wird die normale K.-H.-Schicht wieder gebildet und die Krümmung der Strahlen findet dann wieder an ihr statt. Bei fortschreitendem Tag scheint nach den bisherigen Resultaten sich eine ionisierte Schicht unterhalb der K.-H.-Schicht zu bilden, die wohl eine Absorption der Wellen verursacht, die Höhe dagegen, in der die Wellen zurückgekrümmt werden, nicht wesentlich ändert.

Der Verfasser hofft, daß Versuche mit zwei sehr verschiedenen Wellenlängen die Frage klären werden. Die Krümmung der Strahlen in einer Schicht von bestimmtem Gefälle der Elektronenkonzentration hängt ja sehr von der Wellenlänge ab. Es besteht also die Möglichkeit, daß unter Umständen Wellen von verhältnismäßig großer Wellenlänge an der K.-H.-Schicht zur Erde zurückgekrümmt werden, während Wellen von viel kürzerer Wellenlänge durch die K.-H.-Schicht hindurchdringen und erst an der oberen ionisierten Schicht reflektiert werden.

J. Zenneck.

Patentschau.

Von Carl Lübben.

Unterdrückung von Störschwingungen.

D.R.P. 450 395, Klasse 21a[4], Gruppe 1 (Lorenz), pat. am 23. Mai 1926, ausgegeben am 5. Oktober 1927.

Zur Fernhaltung von Wechselströmen verwendet man Drosseln, deren Wirksamkeit aber durch den erforderlichen Magnetisierungsstrom begrenzt ist. Gemäß der Erfindung wird diesem Magnetisierungsstrom ein besonderer Weg ge-

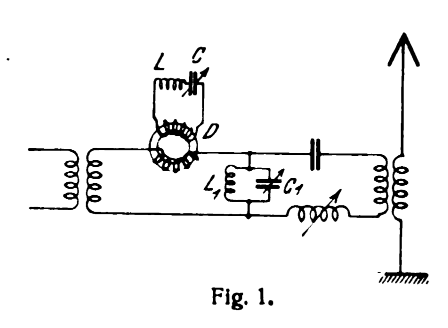


Fig. 1.

geben. In Fig. 1 ist eine Drossel D eingeschaltet, die sekundärseitig mit dem Schwingungskreis CL verbunden ist, so daß die Drossel für die Frequenz dieses Schwingungskreises unwirksam ist. Alle übrigen Frequenzen sollen durch die

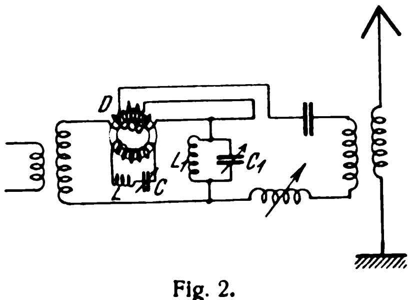


Fig. 2.

Drossel gesperrt werden. Den Magnetisierungsströmen dieser Frequenzen wird nun durch den Kreis C_1L_1 ein besonderer Weg geboten, während er für die Nutzfrequenz, auf die er abgestimmt ist, einen hohen Widerstand darstellt.

Zur Entkopplung der Restspannungen kann eine Kopplung der Drossel D mit dem Uebertragerkreis erfolgen, wie dies die Fig. 2 zeigt.

Uebertragungsleitung für Hochfrequenzenergie.

Amer. Pat. 1 619 882 (Ohl, 4. Dezember 1924), pat. am 8. März 1927.

Um eine möglichst verlustfreie Uebertragung der Hochfrequenz-Energie zu erzielen, wird eine Uebertrager-Leitung benutzt, wie sie in Fig. 3 dargestellt ist, bei der ein

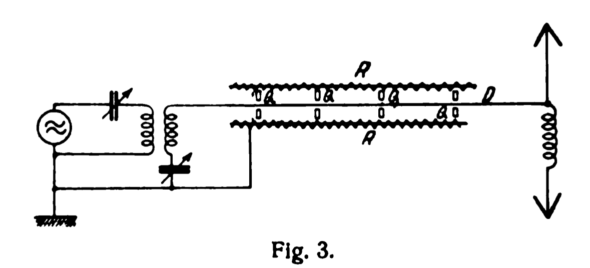


Fig. 3.

einzelner Draht D im Innern einer Röhre R liegt, die z. B. aus feinen Kupfer-Drähten bestehen kann. Durch isolierende Ringe Q (Quarz) wird der Draht in diesem Zylinder-Rohr zentriert.

Frequenzwandler.

D.R.P. 450 397, Klasse 21a[4], Gruppe 6 (Telefunken), pat. am 28. Juli 1926, ausgegeben am 5. Oktober 1927.

Die Erfindung betrifft einen Frequenzwandler mit eisengesättigten Drosseln. Ein Teil (C) (Fig. 4) der Abstimm-

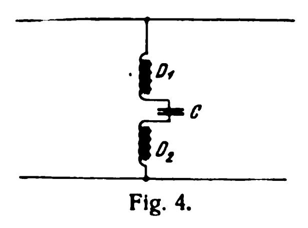


Fig. 4.

kapazität soll zwischen zwei Teilen D_1D_2 des Frequenzwandlers eingeschaltet werden, die sowohl im Primär- als auch im Sekundärkreis des Wandlers liegen.

Schwingungserzeugung durch Röhren mit mehreren Anoden.

D.R.P. 450 989, Klasse 21a[4], Gruppe 8 (Manns), pat. am 15. November 1925, ausgegeben am 18. Oktober 1927.



Wird in einer Röhre die Strecke Kathode—Anode einem konstanten elektrischen Feld und gleichzeitig einem konstanten magnetischen Feld solcher Stärke und Richtung ausgesetzt, daß es die Wirkung des elektrischen Feldes zu kompensieren sucht, so nimmt die Strecke Kathode—Anode eine fallende Charakteristik an. Der gleiche Effekt tritt ein,

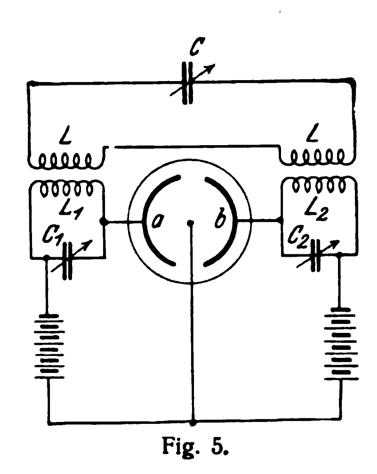


Fig. 5.

wenn zwei gleiche Metallzylinder, die in der Achse einen Glühfaden enthalten, benutzt werden. Hierbei dient die eine Zylinder-Hälfte als Anode, während die andere Zylinder-Hälfte das elektrische Feld liefert. Erfindungsgemäß wird eine solche Anordnung zur Schwingungs-Erzeugung benutzt und dabei beide Zylinder-Hälften herangezogen. Zu diesem Zweck sind mit beiden Zylinder-Hälften *a* und *b* (Fig. 5) Schwingungskreis C_1L_1 und C_2L_2 verbunden, die mit einem gemeinsamen Schwingungskreis *CL* gekoppelt sind.

Ringförmiger Quarzresonator.

D.R.P. 450 398, Klasse $21a^4$, Gruppe 8 (Giebe, Scheibe), pat. am 25. April 1926, ausgegeben am 7. Oktober 1927.

Die Verwendung von Quarzstäben hat den Nachteil, daß gewöhnlich auch eine Reihe Nebenschwingungen auftreten. Es soll nun ein Resonator verwendet werden, der als Kreisring senkrecht zur optischen Achse aus einer Quarzplatte herausgeschnitten wird. Unter besonderen Anregungsbedingungen soll ein solcher Quarzring nur mit einer Frequenz schwingen können. Die Erregung des Kristalls *P* (Fig. 6) erfolgt radial, durch eine innere Elektrode *a* und eine äußere Elektrode *b*. Es tritt eine solche Frequenz auf, daß sich gerade drei ganze Wellen auf dem Ring ausbilden. Wird der Quarzring nur an einer Stelle durch die Elektroden *a*, *b* (Abb. 7) erregt, so kann auch die Grundfrequenz angeregt werden.

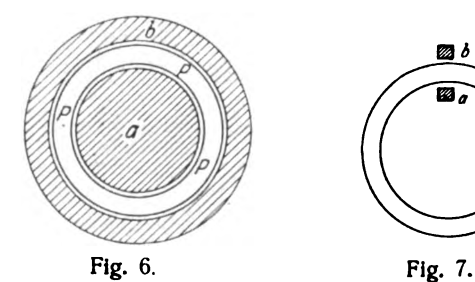


Fig. 6. Fig. 7.

Lagerung von Piezokristallen.

Amer. Pat. 1 619 125 (Hough), 20. März 1926, pat. am 1. März 1927.

Um eine möglichst gute Schwingungsfähigkeit eines Piezo-Kristalls zu erzielen, wird zum Halten des Piezo-Kristalls *P* (Fig. 8) eine Elektrode *E* verwendet, die ringförmig ausgebildet ist, und nur einzelne Kontakt-Stellen *a* besitzt.

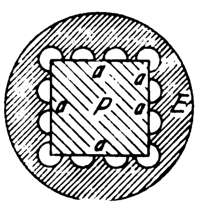


Fig. 8.

Halter für Piezokristalle.

Amer. Pat. 1 619 125 (Hough), 20. März 1926, pat. am 1. März 1927.

Die gute Wirkung eines zur Schwingungskontrolle verwendeten Piezo-Kristalls hängt davon ab, daß der Druck der Elektroden auf den Kristall in günstiger Weise eingestellt ist. Um diesen Druck leicht einstellen zu können, wird die in Fig. 9 dargestellte Anordnung benutzt. Der Piezo-Kristall *P* befindet sich zwischen zwei Elektroden *a*, *b*, von denen die eine fest, die andere mit dem hohlen Behälter *B* verbunden ist, der in einem mit Quecksilber *Hg* gefüllten Gefäß *G* schwimmt. Die Höhe der Quecksilber-Säule und damit der Druck der Elektrode *b* kann durch eine Einstellschraube *E* geregelt werden, die auf den biegsamen Boden *M* drückt.

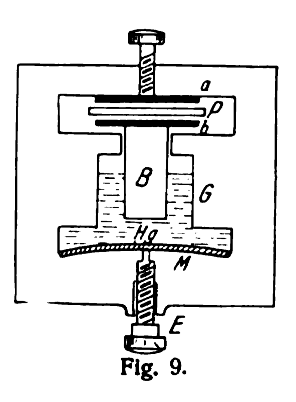


Fig. 9.

Piezo-elektrische Einrichtung.

Brit. Pat. 276 037 (Telefunken, 8. April 1926), veröffentlicht am 12. Oktober 1927.

Die Erfindung betrifft einen Piezo-Kristall, der dazu dient, elektrische Schwingungen in mechanische umzusetzen. Zu diesem Zweck ist der Kristall unsymmetrisch ausgebildet oder angeordnet und an einer leichten Achse befestigt, so daß er unter dem Einfluß des elektrischen Feldes in Rotation gebracht werden kann.

Piezokristall.

Brit. Pat. 277 002 (Eberhard, Radiofrequenz, 2. September 1926), veröffentlicht am 26. Oktober 1927.

Um die Schwingungen eines Piezo-Kristalls sichtbar zu machen, wird eine Anordnung benutzt, bei der der Piezo-Kristall *P* (Fig. 10) außerhalb einer evakuierten Röhre angeordnet ist. Von den zur Erregung des Kristalls erforderlichen Elektroden *a*, *b* ist die eine Elektrode *a* in einer



Höhlung der Röhre angeordnet. Bei der in Fig. 11 dargestellten Anordnung befindet sich der Piezo-Kristall in

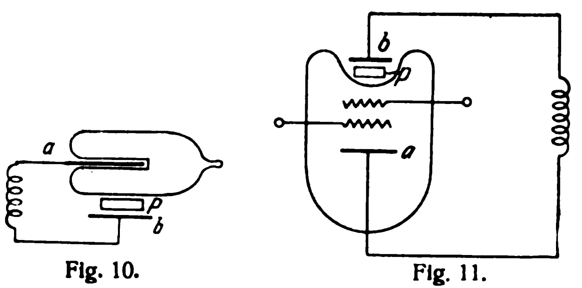


Fig. 10. Fig. 11.

einer Aushöhlung der evakuierten Röhre, die außerdem noch mit Hilfs-Elektroden versehen sein kann.

Halter für mehrere Piezokristalle.

Amer. Pat. 1 639 817 (Taylor, 29. Juli 1925), pat. am 23. August 1927.

Um mit Hilfe verschiedener Piezo-Kristalle eine leichte Einstellung auf verschiedene Wellenlängen vornehmen zu können, soll die in Fig. 12 dargestellte Anordnung verwendet werden. Bei dieser sind eine Anzahl Piezo-Kristalle P_1,

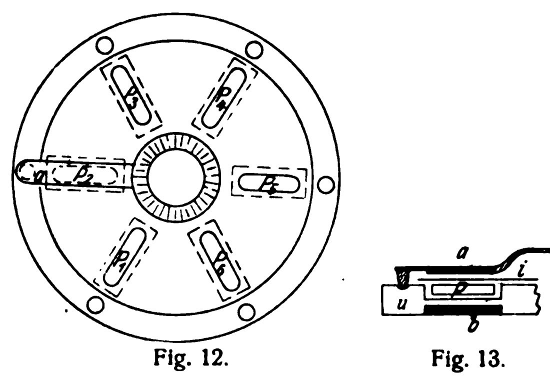


Fig. 12. Fig. 13.

P_2, P_3 usw. auf einer Scheibe angeordnet. Die obere Elektrode *a* kann durch einen Dreh-Hebel über jeden Piezo-Kristall eingestellt werden. Wie aus dem in Fig. 13 dargestellten Schnitt hervorgeht, berühren die Elektroden *a*, *b* den Piezo-Kristall nicht. Dieser liegt vielmehr auf einer isolierten Unterlage *u*, und auch zwischen der beweglichen Platte und dem Piezo-Kristall ist eine Isolier-Platte *i* (Glimmer) angeordnet.

Röhrensender mit Piezosteuerung.

Brit. Pat. 277 008 (Thomson Houston, 1. September 1926), veröffentlicht am 26. Oktober 1927.

Zur Herabsetzung des Einflusses der Kapazität auf einen Piezokristall bei Röhrensendern wird die in Fig. 14 dargestellte Schaltung mit zwei Röhren in Gegentaktschaltung

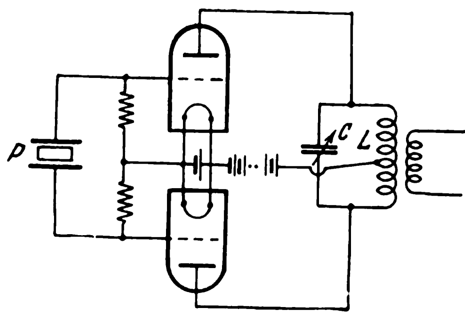


Fig. 14.

vorgeschlagen. Der Piezokristall *P* liegt zwischen den Gittern der beiden Röhren, während im gemeinsamen Anodenkreis ein Schwingungskreis *CL* liegt.

Piezo-Audion.

Amer. Pat. 1 636 921 (Nicolson, 11. November 1926), pat. am 26. Juli 1927.

Die in Fig. 15 dargestellte, als Piezo-Audion bezeichnete Anordnung besitzt einen Piezo-Kristall *P*, der im Innern einer Drei-Elektroden-Röhre zwischen Gitter und einer

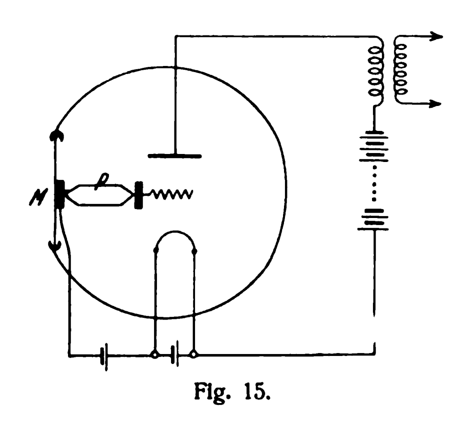


Fig. 15.

Membrame *M* angeordnet ist, die sich in der Glas-Wandung befindet. Durch Schallwellen, die von außen auftreffen, kann diese Membran und damit der Piezo-Kristall unmittelbar erregt werden. Die Anordnung soll dazu dienen, eine unmittelbare Modulation eines Senders vorzunehmen.

Kurzwellen-Röhrensender.

Brit. Pat. 277 039 (Telefunken, 6. September 1926), veröffentlicht am 14. Juli 1927.

Zur Erzielung sehr kurzer Wellen wird die in Fig. 16 dargestellte Anordnung benutzt, bei der zwei Röhren in Hintereinander-Schaltung verwendet werden, um die

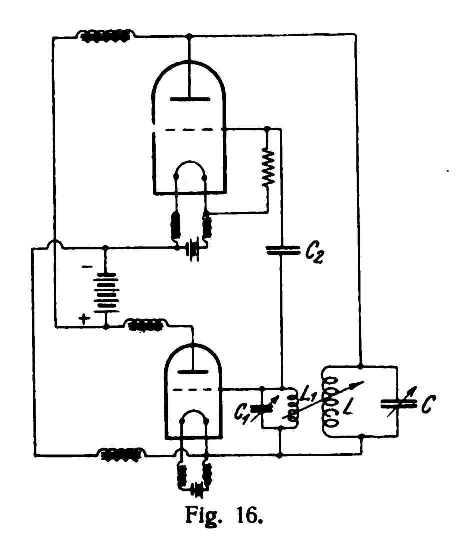


Fig. 16.

Kapazität zu verkleinern. Im Anoden-Kreis der einen Röhre liegt der Schwingungskreis *CL*, der mit einem zweiten Schwingungskreis C_1L_1 gekoppelt ist, der im Gitter-Kreis der anderen Röhre liegt. Beide Gitter sind durch einen Kondensator C_2 miteinander verbunden.

Fading-Beseitigung.

Brit. Pat. 277 039 (Telefunken, 6. September 1926), veröffentlicht am 26. Oktober 1927.

Zur Beseitigung des Fading-Effektes werden auf der Empfangsstation zwei Antennen, eine Vertikal-Antenne *V*



(Fig. 17) und eine Horizontal-Rahmenantenne *H* verwendet. Der Empfang von beiden Antennen wird durch zwei getrennte Gleichrichter 1 und 2 aufgenommen, und die in den

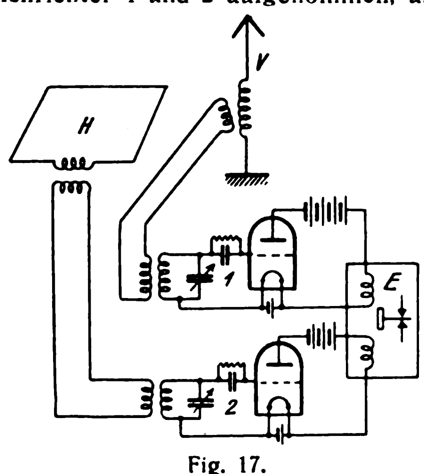


Fig. 17.

Anoden-Kreisen auftretenden niederfrequenten Schwingungen durch einen gemeinsamen Empfänger *E* empfangen.

Tasteinrichtung mittels Eisendrosseln.

D.R.P. 450 400, Klasse 21a⁴, Gruppe 16 (Lorenz), pat. am 24. Juli 1926, ausgegeben am 5. Oktober 1927. (Zusatz zum Patent 429 969.)

Im Haupt-Patent 429 969 handelt es sich um eine Einrichtung zum Tasten von Hoch-Frequenz-Generatoren mit mehreren in verschiedenen Kreisen liegende hilfsmagnetisierten Eisendrosseln. Dabei ist parallel zu den nicht im

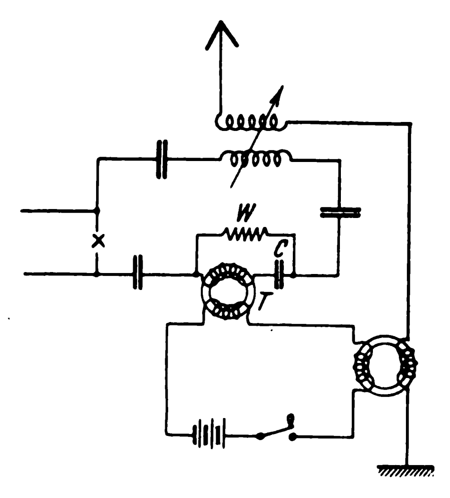


Fig. 18.

Antennen-Kreis liegenden Drosseln ein Widerstand geschaltet. Es zeigt sich, daß im Tastzustand trotz des gesättigten Eisenkerns der Drossel immer noch die Luft-Selbstinduktion der Windungen vorhanden ist, und daher die Spannung an den Klemmen des Widerstandes nicht ganz verschwindet. Um dies zu beseitigen, soll in Serie mit der Tast-Drossel, und zwar noch innerhalb der Klemmen des Widerstandes, ein Kondensator geschaltet werden, der den induktiven Rest-Widerstand ganz oder nahezu kompensiert. Eine solche Anordnung zeigt Fig. 18. In Serie mit der Tast-Drossel *T* liegt ein Kondensator *C*, und parallel zu dieser ganzen Anordnung der Widerstand *W*.

Gittergleichstrom-Modulation.

Brit. Pat. 275 771 (Hecht, Morton), 8. Juli 1926, veröffentlicht am 18. August 1927.

Bei der in Fig. 19 wiedergegebenen Schaltung für Gittergleichstrom-Modulation ist zwischen Gitter und Anode der Modulations-Röhre *M* der Uebertrager-Transformator *T* eingeschaltet. Zwischen Gitter und Transformator liegt

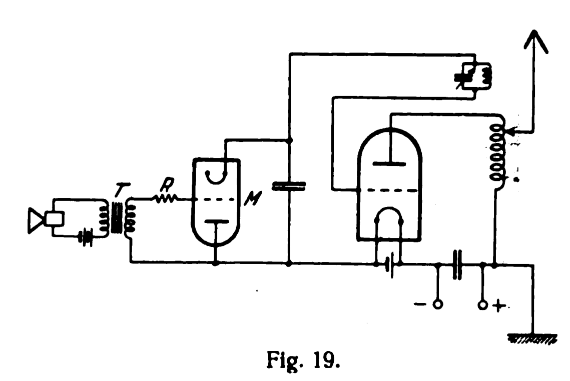


Fig. 19.

außerdem ein Widerstand *R* in der Größen-Ordnung von ca. 10 000 Ohm.

Gittergleichstrom-Modulation.

D.R.P. 450 399, Klasse 21a⁴, Gruppe 15 (Telefunken), pat. am 24. Februar 1926, ausgegeben am 8. Okober 1927.

Bei der Gittergleichstrom-Telephonie ist das Vorhandensein eines Gittergleichstroms erforderlich. Im allgemeinen

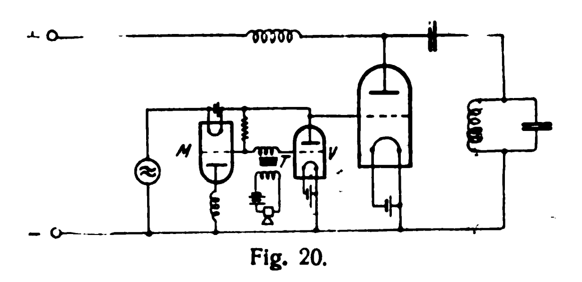


Fig. 20.

ist bei einer Drei-Elektroden-Röhre unter normalen Betriebsverhältnissen ein solcher Gittergleichstrom vorhanden, wenn nicht eine starke Abgabe von Sekundär-Elektroden durch das Gitter eintritt. Dies tritt praktisch leicht bei Kurzwellen-Sendern ein. Dadurch wird der Telephonie-Betrieb unmöglich. Gemäß der Erfindung wird das Aussetzen des Gittergleichstroms dadurch verhindert, daß zwischen Gitter und Kathode bzw. zwischen Anode und Gitter eine Ventil-Röhre eingeschaltet wird. Eine solche Anordnung zeigt die Fig. 20. Zwischen Gitter und Kathode liegt außer der Modulations-Röhre *M* noch eine Ventilröhre

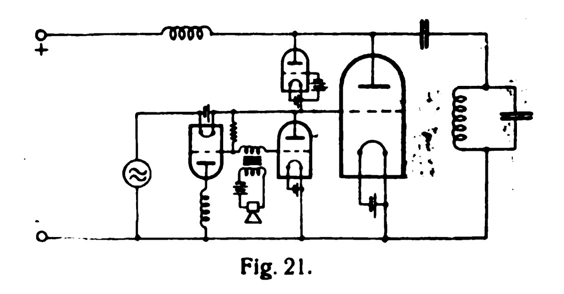


Fig. 21.

V. Das Gitter dieser Ventil-Röhre wird ebenfalls durch die über den Transformator *T* zugeführten Modulationsströme gesteuert.

Unter Umständen kann es zweckmäßig sein, noch eine zweite Ventil-Röhre einzuschalten, deren Kathode an das Gitter der Haupt-Röhre und deren Anode an die Anode der Haupt-Röhre angeschlossen wird. Dadurch soll eine Verringerung des durch die Modulations-Röhre fließenden Stromes erzielt werden. (Fig. 21.)

Richtantenne.

Brit. Pat. 272 117 (Bell Tel. 10. Januar 1927), veröffentlicht am 9. Juni 1927.

Zur Erzielung einer bestimmten Richt-Charakteristik wird eine Antennen-Anordnung vorgeschlagen, wie sie in den Fig. 22—25 in einigen Ausführungs-Beispielen dargestellt ist. Die Antenne besteht aus zwei vertikalen Drähten,

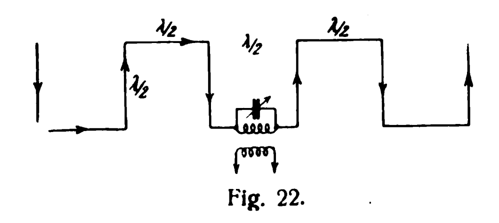


Fig. 22.

die eine halbe Wellen-Länge lang sind und in geeigneter Weise miteinander verbunden sind, so daß die in diesen Zuleitungen in der Wellenrichtung übertragene Energie sich

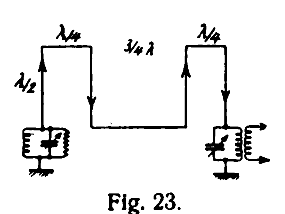


Fig. 23.

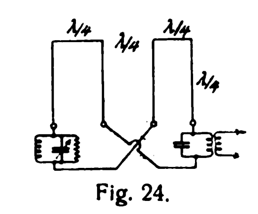


Fig. 24.

phasenrichtig mit der der anderen Drähte addiert. Bei der in Fig. 22 dargestellten Anordnung besitzen die einzelnen Drähte einen Abstand gleich einer halben Wellen-Länge. Eine solche Anordnung empfängt die Wellen aus zwei entgegengesetzten Richtungen, die in der Ebene dieser Drähte liegen. Zur Erzielung einer einseitigen Richtwirkung wird die in Fig. 23 dargestellte Anordnung vorgeschlagen. Durch Umklappen eines Teiles dieser Antenne gelangt man zu der in

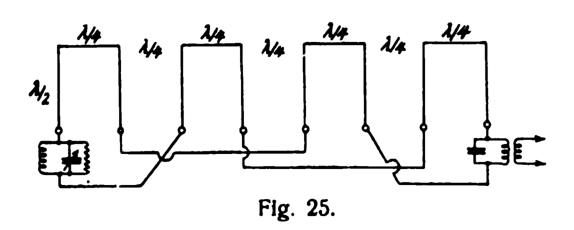


Fig. 25.

Fig. 24 dargestellten Anordnung, die die gleiche einseitige Charakteristik besitzt. Die Anzahl der vertikalen Drähte kann auch bei einer solchen Anordnung weiter vermehrt werden, wie dies z. B. die Fig. 25 zeigt.

Kurzwellen-Antenne.

Brit. Pat. 260 259 (Telefunken, 20. Oktober 1925), veröffentlicht am 8. September 1927.

Bei der Nachrichtenübermittlung mit kurzen Wellen hat sich herausgestellt, daß für die Reichweite der Winkel, unter dem die Wellen am Sender ausgestrahlt werden, eine erhebliche Bedeutung besitzt. Infolge der wechselnden Beugung im Zwischenmedium hat dieser Strahlungswinkel keine gleichbleibende Größe, so daß bei Verwendung eines bestimmten Strahlungswinkels die Lautstärke am Empfänger schwankt. Um dies zu vermeiden, soll am Sender und gegebenenfalls auch am Empfänger eine Einrichtung benutzt werden, bei der der Strahlungswinkel in schneller Folge gewechselt wird.

Erregung von Kurzwellen-Antennen.

Brit. Pat. 259 579 (Esau, 7. Oktober 1925), veröffentlicht am 1. September 1927.

Die Uebertragung der Hochfrequenz-Energie auf die Antennen erfolgt gewöhnlich durch induktive oder kapazitive Kopplung. Um bei sehr kurzen Wellen eine möglichst wirksame Strahlung zu erzielen, wird vorgeschlagen, die An-

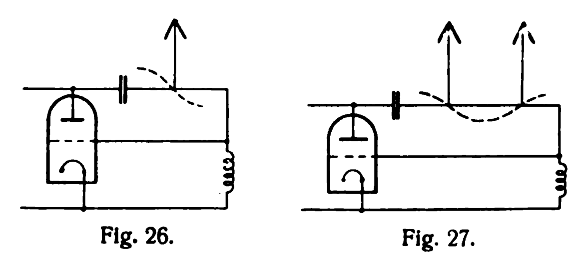


Fig. 26. Fig. 27.

tenne ohne Erdung an einem Spannungs-Knoten des Schwingungskreises anzuschalten, wie dies in Fig. 26 dargestellt ist. Es können eine Anzahl von Antennendrähten verwendet werden, die aufeinander folgen und mit dem Schwingungskreis verbunden sind, so daß sich eine Richt-Strahlung ergibt. Eine solche Anordnung zeigt Fig. 27.

Richtungsbestimmung elektrischer Wellen.

Brit. Pat. 250 256 (Marconi, 2. April 1925), veröffentlicht am 31. März 1927.

Zur Bestimmung der Richtung elektrischer Wellen wird eine in Fig. 28 dargestellte Anordnung mit zwei Röhren *A* und *B* verwendet, mit denen die einzelnen Kreise symme-

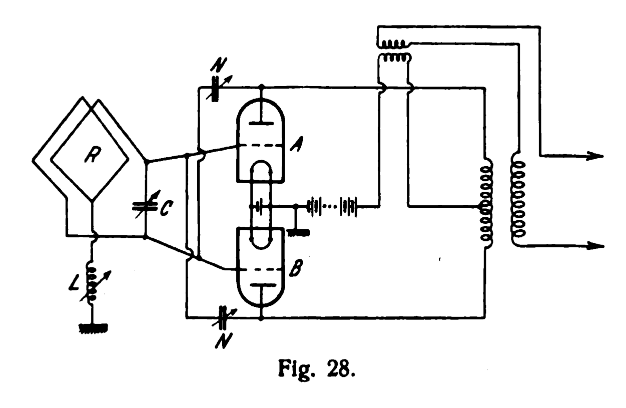


Fig. 28.

trisch verbunden sind. Der Empfangskreis, der aus der Rahmen-Antenne *R* und dem Kondensator *C* besteht, ist mit dem Gitter beider Röhren verbunden. Die Mitte des Rahmens ist über eine Spule *L* geerdet. Zur Kompensation der Röhren-Kapazitäten liegen zwischen jeder Anode einer Röhre und dem Gitter der anderen Röhre Neutralisations-Kapazitäten *N*.

Richtungsbestimmung.

D.R.P. 450 918, Klasse 21a[4], Gruppe 48 (Bellini), Pat. vom 16. Februar 1927, ausgegeben am 13. Oktober 1927.

Für die eindeutige Richtungsbestimmung überlagert man gewöhnlich der Wirkung der Richtantenne die Wirkung einer Rahmenantenne. Um die Verwendung einer besonderen Vertikalantenne zu vermeiden, benutzt man häufig dazu den Rahmen selber, den man einmal als Rahmen-, ein anderes Mal als Vertikalantenne wirken läßt. Gemäß der Erfindung soll der Rahmen auch als Induktionsspule des erforderlichen Tastkreises verwendet werden. Zu diesem Zweck ist mit dem Rahmen *R*, *R* (Fig. 29) eine Spule *L*, *L* verbunden, und zwischen dem Mittelpunkt des Rahmens *R* mit der

Spule L der Abstimm-Kondensator C_A eingeschaltet, der dazu dient, den Richtungssinn zu bestimmen. Zwischen Mittel-

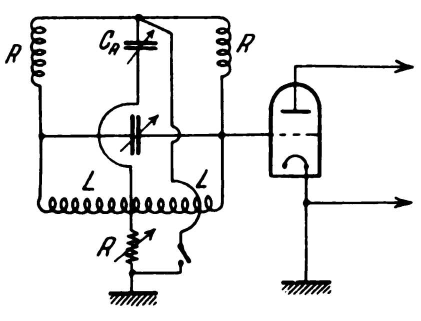


Fig. 29.

punkt der Spule und Erde liegt der einstellbare Widerstand R, der zur Regelung der Stärke des Vertikaleffektes dient.

Kopplung von Indikatorkreisen.

D.R.P. 450 401, Klasse 21a⁴, Gruppe 71 (Telefunken), Pat. vom 9. Januar 1926, ausgegeben am 5. Oktober 1927.

Zur Kopplung eines Induktionskreises, z. B. eines Detektorkreises mit dem Wellenmesser, benutzt man bisher nor-

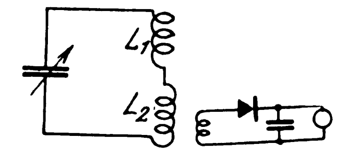


Fig. 30.

mal gewickelte Spulen. Hierbei ergibt sich der Nachteil, daß der Induktionskreis leicht unmittelbar durch das Feld des Senders erregt wird. Erfindungsgemäß werden 2 Spulen $L_1 L_2$ (Fig. 30) benutzt, die entgegengesetzt gewickelt bzw. gegeneinander geschaltet sind, und die so angeordnet sind, daß die eine Spule stärker als die andere durch das induzierende Feld beeinflußt wird.

Durchführung periodischer Schaltvorgänge mittels Elektronenröhre.

R.R.P. 450 040, Klasse 21c, Gruppe 44 (Siemens-Schuckert), Pat. vom 1. März 1925, ausgegeben am 27. September 1927.

Für schnelle periodische Schaltvorgänge verwendet man die Ablenkung eines Elektronenstrahles in einer Elektronenröhre. Dem Elektronenstrahl wird dabei durch ein magnetisches oder elektrisches Feld eine periodisch rotierende

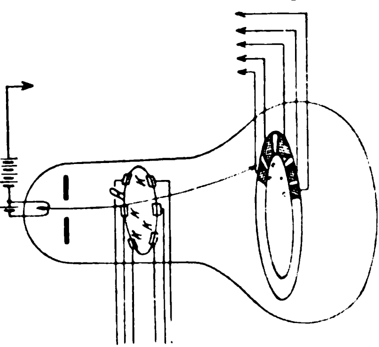


Fig. 31.

Bewegung erteilt. Die Anode ist ringförmig und in Segmente s zerlegt (Fig. 31). Durch die mit Mehrphasenstrom erregten Kontakte K am Ring R wird die rotierende Bewegung des Elektronenstrahls erzielt. Erfindungsgemäß ist dieser Ring R verstellbar, um den Zeitpunkt einer Erregung beliebig einstellen zu können.

Auslösung von Schaltvorgängen durch Elektronenröhren.

D.R.P. 451 186, Klasse 21g, Gruppe 13 (Westinghouse, Unionspriorität vom 19. Oktober 1923), Pat. vom 28. Oktober 1924, ausgegeben am 22. Oktober 1927.

Zur Auslösung von Schaltvorgängen mittels Elektronenröhren sollen Widerstandselemente benutzt werden, die durch Elektronenbombardement erhitzt werden und dadurch ihren Widerstand ändern.

Verfahren zur Bildzerlegung.

D.R.P. 450 454 und 451 304 (Zusatz), Klasse 21a¹, Gruppe 32, (Clausen & v. Bronk), Pat. vom 8. 7. 1925, ausgegeben am 15. bzw. 25. Oktober 1927.

Bei den bekannten Verfahren zur Bildzerlegung werden gewöhnlich bewegte Lichtstrahlen oder mechanische Abtastverfahren verwendet. Gemäß der Erfindung sollen stillstehende Gitter verwendet werden, die nacheinander elektrisch gesteuert werden. Die Gitterstäbe bilden die Kondensatorplatte einer Kerrzelle. Die einzelnen Kondensatorplatten werden nacheinander gesteuert.

Nach dem Zusatzpatent soll die elektrooptische Steuerung durch Piezokristalle erfolgen.

Die neuesten deutschen Hochfrequenz-Patente.

Nr.	Klasse und Gruppe	Ausgabetag	Inhalt
*450 040	$21c/44$	27. 9. 27	Auslösung periodischer Schaltvorgänge mit Röhren
450 091	$21a^4/38$	27. 9. 27	Detektor
450 092	$21a^4/57$	1. 10. 27	Anrufrelais
450 093	$21a^4/70$	27. 9. 27	Einstellvorrichtung
450 094	$21a^4/70$	1. 10. 27	Einstellskala
450 123	$21a^2/3$	30. 10. 27	Umwandlung elektrischer Ströme in Schallwellen
450 187	$21a^1/32$	3. 10. 27	Bildzerlegerröhre für Fernseher
450 237	$21a^4/23$	4. 10. 27	Empfang mit mangnetisch beeinflußter Röhre
450 238	$21a^4/77$	4. 10. 27	Veränderlicher Hochohmwiderstand
450 275	$21a^4/66$	4. 10. 27	Verwendung von Spulen als Antennen
450 337	$21a^4/49$	8. 10. 27	Vielfachgegensprechen
*450 395	$21a^4/1$	5. 10. 27	Unterdrückung von Störschwingungen
450 396	$21a^4/2$	8. 10. 27	Schwingungserzeugung mittels Jonenröhren
*450 397	$21a^4/6$	5. 10. 27	Frequenzvervielfachung
*450 398	$21a^4/8$	7. 10. 27	Quarzresonator
*450 399	$21a^4/15$	8. 10. 27	Gittergleichstrom-Modulation
*450 400	$21a^4/16$	5. 10. 27	Tasten mittels Drosseln
*450 401	$21a^4/71$	5. 10. 27	Kopplung von Indikatorkreisen
450 434	$21a^4/15$	5. 10. 27	Anodenspannungs-Modulation
*450 454	$21a^4/32$	15. 10. 27	Verfahren zur Bildzerlegung
450 555	$21a^4/35$	10. 10. 27	Netzanschluß-Empfänger
450 742	$21a^1/32$	15. 10. 27	Drahtlose Bildübertragung
450 743	$21a^4/25$	14. 10. 27	Relaisempfang
450 862	$21a^2/41$	11. 10. 27	Verstärkerschaltung
*450 918	$21a^4/48$	13. 10. 27	Peilgerät
*450 989	$21a^4/8$	18. 10. 27	Röhrensender mit mehreren Anoden
450 991	$21g/10$	18. 10. 27	Regelbarer Folienkondensator
450 992	$21g/10$	15. 10. 27	Feineinstellvorrichtung
451 044	$21a^2/1$	20. 10. 27	Telephon
451 053	$21g/10$	20. 10. 27	Kondensator
451 054	$21g/13$	19. 10. 27	Entfernung der Restgase aus Röhren
451 185	$21e/7$	21. 10. 27	Anzeigen von Frequenzänderungen
*451 186	$21g/13$	22. 10. 27	Auslösung von Schaltvorgängen mittels Röhren
451 228	$21a^4/57$	22. 10. 27	Anrufröhre
451 233	$21a^2/1$	22. 10. 27	Lautsprecher
451 234	$21a^4/72$	24. 10. 27	Schaltvorrichtung für Anodenbatterien
*451 304	$21a^1/32$	25. 10. 27	Verfahren zur Bildzerlegung

Die mit * bezeichneten Patente sind in diesem Heft ausführlicher referiert.

Band 30 Dezember 1927 Heft 6



Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

Gegründet 1907

Unter Mitarbeit

von

Dr. h. c. Graf v. **Arco** (Berlin), Dr. L. W. **Austin** (Washington), Postrat Dr. F. **Banneitz** (Berlin), Prof. Dr. H. **Barkhausen** (Dresden), Dr. W. **Burstyn** (Berlin), Prof. Dr. A. **Esau** (Jena), Prof. Dr. H. **Faßbender** (Berlin), Dr. L. **de Forest** (New-York), Prof. F. **Kiebitz** (Berlin), Postrat Prof. Dr. G. **Leithäuser** (Berlin), Dr. S. **Loewe** (Berlin), Dr. E. **Lübcke** (Berlin), Dr. Dr. ing. e. h. A. **Meissner** (Berlin), Prof. Dr. H. G. **Möller** (Hamburg), Dr. E. **Nesper** (Berlin), Dr. B. **van der Pol jr.** (Eindhoven), Ingenieur Dr. V. **Poulsen** (Kopenhagen), Prof. Dr. L. **Pungs** (Braunschweig), Dipl.-Ing. B. **Rosenbaum** (Berlin), Dr. K. **Rottgardt** (Berlin), Prof. Dr. H. **Rukop** (Köln), Dr. A. **Scheibe** (Charlottenburg), Oberingenieur O. **Scheller** (Berlin), Prof. Dr. W. **Schottky** (Rostock), Prof. Dr. A. **Sommerfeld** (München), Prof. Dr. Dr. ing. h. c. M. **Wien** (Jena), Prof. Dr. H. **Wigge** (Cöthen-Anh.),

herausgegeben von

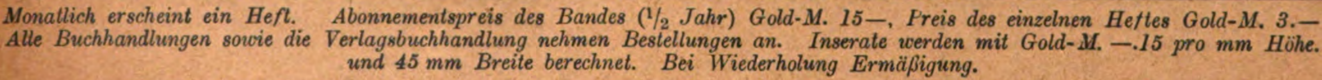
Professor Dr. **J. Zenneck** und Privatdozent Dr. **E. Mauz**

Schriftleitung: Dr. E. Mauz



1 9 2 7





Monatlich erscheint ein Heft. Abonnementspreis des Bandes ($^1/_2$ Jahr) Gold-M. 15—, Preis des einzelnen Heftes Gold-M. 3.— Alle Buchhandlungen sowie die Verlagsbuchhandlung nehmen Bestellungen an. Inserate werden mit Gold-M. —.15 pro mm Höhe. und 45 mm Breite berechnet. Bei Wiederholung Ermäßigung.

Diesem Heft liegt das Inhaltsverzeichnis und Sachregister von Band 30 bei.



Für die Schriftleitung verantwortlich: Privatdozent Dr. E. Mauz, Greifswald; für den Anzeigenteil verantwortlich: Richard Heß, Berlin-Wilmersdorf
Verlag von M. Krayn, Berlin W 10. — Druck von Paul Dünnhaupt, Köthen/Anh.

